DIAGNOSTIK DER TEILCHENDYNAMIK EINES NIEDERDRUCK-LICHTBOGENPLASMAS

Monika Bessenrodt-Weberpals

Düsseldorf 1984

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543905_0122

DIAGNOSTIK DER TEILCHENDYNAMIK

EINES NIEDERDRUCK-LICHTBOGENPLASMAS

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Monika Bessenrodt-Weberpals

aus Ahlten/Hannover

Düsseldorf 1984

1. Berichterstatter : Prof. Dr. J. Uhlenbusch

2. Berichterstatter : Prof. Dr. D. Meiners

Tag der mündlichen Prüfung : 3. 7. 1984

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	EINLEITUNG	1
2.	ROTIERENDER NIEDERDRUCK-HOHLKATHODENBOGEN	3
	2.1. Wirkungsweise der Hohlkathodenentladung	4
	2.2. Aufbau des Argonbogens LINEX	6
	2.3. Typische Betriebsbedingungen von LINEX	8
3.	THOMSON-STREUUNG	11
	3.1. Theorie der Lichtstreuung am Plasma	12
	3.1.1. Streugeometrie	12
	3.1.2. Berechnung der Streuleistung	14
	3.1.3. Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur; Kalibrierung mit Rayleigh-Streuung	19
	3.2. Aufbau des Streulichtexperimentes	20
	3.2.1. Nd-YAG-Laser	22
	3.2.2. Optischer Aufbau	23
	3.2.3. Meßwerterfassung und Steuerung	25
	3.3. Meßprofile und ihre Auswertung	28
	3.3.1. Analyse der Meßprofile	28
	3.3.2. Empfindlichkeit der Streuapparatur	31
	3.4. Diskussion der Thomson-Streulichtmessungen	33
	3.4.1. Ergebnisse in der axialen Mitte	33
	3.4.2. Ergebnisse vor der Anode	37
	3.5. Fehlerbetrachtung	40
4.	DOPPLER-SPEKTROSKOPIE	42
	4.1. Theoretische Behandlung der Doppler-Spektroskopie	42
	4.1.1. Grundlagen der Doppler-Spektroskopie	42
	4.1.2. Notwendigkeit einer verallgemeinerten Abel-Inversion	44
	4.1.3. Bestimmung der Temperatur	46
	4.1.4. Bestimmung der Rotationsfrequenz	47
	4.2. Aufbau des spektroskopischen Experimentes	49
	4.2.1. Auswahl der Argonlinien	49
	4.2.2. Optischer Aufbau	52
	4.2.3. Meßwerterfassung und Steuerung	53
	4.3. Meßprofile und ihre Auswertung	54
	4.4. Diskussion der spektroskopischen Messungen in der axialen Mitte	56
	4.4.1. Neutralteilchen	56
	4.4.2. Einfach geladene Ionen	59
	4.5. Fehlerbetrachtung	63

Seite

5. MODELLRECHNUNGEN ZUM ZWEIKOMPONENTENPLASMA 64
   5.1. Bilanzgleichungen des Zweikomponentenplasmas 65
      5.1.1. Momente der Boltzmann-Gleichung 65
      5.1.2. Teilchenbilanz 66
      5.1.3. Impulsbilanz 67
      5.1.4. Energiebilanz 70
   5.2. Lösungen der stationären Bilanzgleichungen 72
      5.2.1. Reduktion durch Meßergebnisse 72
      5.2.2. Auflösung des reduzierten Gleichungssystems 76
   5.3. Diskussion der Teilchendynamik 78
      5.3.1. Radiales Verhalten in der axialen Mitte 78
      5.3.2. Einfluß der Entladungsparameter in der axialen Mitte 81
      5.3.3. Axiales Verhalten der Teilchengeschwindigkeiten 82
6. ZUSAMMENFASSUNG 86
7. ANHANG : CHARAKTERISTISCHE PLASMADATEN VON LINEX 88
8. LITERATURVERZEICHNIS 89

1. Einleitung

Auf dem Weg zur kontrollierten Kernfusion bestehen zwei wesentliche Aufgaben darin, das Plasma gemäß dem Lawson-Kriterium (1957) hinreichend aufzuheizen und einzuschließen. Der Energie- und Teilcheneinschluß erfolgt entweder durch Trägheitskräfte wie bei der Laserfusion oder durch starke, verscherte magnetische Felder wie in Tokamaks oder Stellaratoren. Diese Fusionsmaschinen erfolgreich betreiben zu können setzt die Kenntnis der Teilchendynamik in magnetisch eingeschlossenen Plasmen voraus [LAI81]. Da die Ladungsträger entlang den magnetischen Feldlinien geführt werden, verliert das Plasma dort Energie und Teilchen, wo die magnetischen Feldlinien die Wand des Entladungsgefäßes schneiden; der Energieverlust wird noch erhöht durch den Neutralteilchentransport [HAC76, HAC78a, HAC78b, SOU82]. Unter diesem Teilchenbeschuß wird die Wand zu einer Quelle von Verunreinigungen [LAC82, LAC84, NEU84], die durch Strahlung die Energieverluste des Fusionsplasmas weiter erhöhen [MCW81]. Daher wird die Plasma-Wand-Wechselwirkung in Tokamaks [FL081, GIL81] und in magnetfeldstabilisierten Niederdruckentladungen, die vergleichbare Dichten und Temperaturen der Elektronen besitzen, ausgehend von Sondeneffekten [CHE65] und Elektrodenphänomenen [ECK76] intensiv untersucht.

Der hier vorgestellte Argonlichtbogen LINEX (Lineares Experiment) ist als kaskadierte Hohlkathodenentladung mit überlagertem axialen Magnetfeld aufgebaut und besitzt gegenüber Tokamakexperimenten den Vorzug eines stationären Betriebes in zylindrischer statt toroidaler Geometrie. Der Plasma-Wand-Kontakt ist auf die beiden Elektroden beschränkt, wobei der Anodenbereich wegen der ebenen Anodenoberfläche für die Untersuchung geeigneter ist. In Kapitel 2 wird eine detaillierte Beschreibung von LINEX gegeben, dessen charakteristische Plasmadaten im Anhang, Kapitel 7, zusammengestellt sind.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Diagnostik der Teilchendynamik in LINEX, also die Bestimmung der Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit der einzelnen Plasmakomponenten.

Besonderer Wert wird auf die Daten der Elektronen gelegt, da sie das Plasma wesentlich bestimmen. Dichte und Temperatur der Elektronen lassen sich am besten mittels Thomson-Streuung von Laserlicht an den freien Elektronen des Plasmas messen, da so direkt lokale Elektronenwerte ohne eine merkliche Störung des Plasmas bestimmt werden können [KUN68, EVA69, DES70, SHE75, DIM79, MAG81]. Diese Diagnostik wird in Kapitel 3 dargestellt.

Die schweren Plasmateilchen wie neutrale Argonatome und einfach ionisierte Argonionen werden mit Hilfe der Doppler-Spektroskopie untersucht, indem die Linienstrahlung des Plasmas mit hochauflösenden Interferometern spektral analysiert wird [WIE65, TRA68]. In Kapitel 4 wird eine verallgemeinerte Abel-Inversion vorgestellt, mit deren Hilfe die Temperatur der Teilchensorte aus der Breite der Spektrallinie und die zugehörige Geschwindigkeitskomponente aus der Linienverschiebung berechnet werden.

Zur Bestimmung weiterer Geschwindigkeitskomponenten wird in Kapitel 5 ein modifiziertes Zweikomponentenmodell der Entladung ausgehend vom Braginskii-Formalismus [BRA65] entwickelt. Im stationären Fall wird das System der Bilanzgleichungen für die Teilchenzahl, den Impuls und die Energie explizit angegeben, dann mit den gemessenen Daten der Plasmateilchen reduziert und schließlich numerisch gelöst.

Auf diese Weise kann die Teilchendynamik im gesamten Bereich zwischen Hohlkathode und Anode verfolgt werden.

2. Rotierender Niederdruck-Hohlkathodenbogen

Hohlkathodenbögen wurden erstmals Ende der fünfziger Jahre [LUC58, LID62] in Hinblick auf thermonukleare Anwendungen untersucht. Daß das Interesse an diesem Entladungstyp seitdem stark zugenommen hat, beruht auf der effizienten Anregung und Ionisierung verschiedenster Substanzen im Innern der Hohlkathode.

So werden Hohlkathodenbögen zur Erzeugung schneller Neutralteilchen [THE77], angeregter Atome [DRO82], heißer Ionen [TAN80, GOE82] und sogar negativer Ionen [HER81] eingesetzt. Auch radioaktive Elemente lassen sich auf diese Weise anregen oder ionisieren [PIA83]. Ferner werden Hohlkathodenbögen als Lampen [SEN81, KÜR82] und als Wellenlängennormale [DOV82] verwendet.

In der Spektroskopie werden Hohlkathodenentladungen für die Emissionsanalyse benutzt, da eine intensive Emission der zu untersuchenden Substanz schon bei solch kleinen Mengen wie 10 µg in Form schmaler Spektrallinien einsetzt [ZIL77]. Auch die Analyse von Isotopengemischen oder der Nachweis von Verunreinigungen z.B. als empfindliche Kontrolle des Dotierprozesses in Halbleitermaterialien [FUJ80, RUD82] kann auf diese Weise erfolgen.

In der Laserphysik dienen Hohlkathodenbögen zur Anregung von Edelgasionenlasern auf direktem Wege [POT78, ROZ80] oder als Quelle schneller Elektronen [ROC82]. Verbreitete Anwendung finden Hohlkathodenentladungen bei Metalldampflasern, in denen durch Kathodenzerstäubung in Edelgasplasmen Laserlinien vom ultravioletten [AUS80] über den sichtbaren [IIJ81] bis in den nahen infraroten [JAI80, KOC83] Spektralbereich angeregt werden können; insbesondere ist so die Entwicklung von Weißlichtlasern möglich [SAS83].

Hohlkathodenplasmen können durch das Anlegen eines äußeren, axialen

Magnetfeldes in Rotation versetzt werden, was in Plasmazentrifugen zur Trennung von Isotopengemischen speziell für Uran [MCC77] ausgenutzt wird. Für die Grundlagenforschung bietet ein rotierender Niederdruck-Hohlkathodenbogen ein vorzügliches stationäres Untersuchungsobjekt für die Wechselwirkung magnetfeldstabilisierter Plasmen mit Wänden [LEH71]. Gerade für die Fusionsforschung sind die bei der Plasma-Wand-Wechselwirkung ablaufenden Transportvorgänge von besonderem Interesse [HAC76, HAC78a, HAC78b, GIL81, SOU82].

Eine umfassende Übersicht über das Gebiet der Hohlkathodenentladungen bietet der Artikel [DEL74].

2.1. *Wirkungsweise der Hohlkathodenentladung*

Hohlkathodenentladungen wie LINEX können als Lichtbögen bei geringem Druck (0,01 bis 10 Pa bzw. 0,1 bis 100 mTorr) und hohem Strom (10 bis 100 A) in einem äußeren, axialen, stabilisierenden Magnetfeld (0,01 bis 0,1 T) bei niedriger Spannung zwischen den Elektroden (40 bis 120 V) über Stunden stabil betrieben werden.

Charakteristisch für diesen Entladungstyp ist die heiße, kontinuierlich von Gas durchströmte Hohlkathode aus schwer schmelzbarem Metall, z.B. Wolfram mit einer Schmelztemperatur von 3653 K . In dieser einige Millimeter dicken und einige Zentimeter langen Hohlkathode werden durch thermische Emission Elektronen freigesetzt, die bei einem Druck von 100 Pa bzw. einigen Torr durch inelastische Stöße das durchströmende Neutralgas ionisieren.
Das so erzeugte innere Plasma verfügt damit über freie Elektronen und Ionen des Arbeitsgases, die ein elektrisches Feld verbunden mit einer

Schichtspannung im Innern der Hohlkathode aufbauen. In diesem Feld werden die thermisch emittierten Elektronen beschleunigt, so daß die Rate für Anregungs- und Ionisationsprozesse anwächst. Die Beschleunigung der Ionen in diesem Feld führt mittels inelastischer Stöße zur Aufheizung der Kathode, wodurch je nach Versuchsbedingungen Wandmaterial verdampft oder zerstäubt wird [ZIL77]. Ohne Schaden für die Kathode können Stromdichten von einigen MA/m^2 in dieser Anordnung aufrecht erhalten werden.

Beim Verlassen der Kathode expandiert das innere Plasma. Da die Ionen durch Stöße radial nach außen diffundieren können, während die Elektronen durch das axiale Magnetfeld festgehalten werden [KLÜ70, KLÜ72], baut sich ein radiales, nach innen gerichtetes elektrisches Feld auf. Zusammen mit dem axialen magnetischen Feld bewirkt dieses Feld eine $\underline{E}\times\underline{B}$-Drift der Ladungsträger, d.h. eine azimutale Bewegung und damit eine Rotation des Plasmas [UHL76], die spektroskopisch nachgewiesen werden kann (s.u. Kapitel 4). Parallel zum Magnetfeld strömen die Ladungsträger mit hoher Geschwindigkeit zur Anode, wo sie rekombinieren und dadurch Neutralteilchen erzeugen. Diese werden zur Aufrechterhaltung eines konstanten Drucks kontinuierlich abgepumpt.

Auf diese Weise entsteht ein stationäres Plasma, das im wesentlichen durch folgende Parameter beschrieben wird :

Durchmesser der Hohlkathode,

Elektrodenabstand,

Durchfluß durch die Kathode,

Druck im Entladungsgefäß,

stabilisierendes Magnetfeld und

Entladungsstrom.

2.2. Aufbau des Argonbogens LINEX

Der zu untersuchende Hohlkathodenbogen LINEX wird in einer linearen, kaskadierten, wassergekühlten Vakuumapparatur betrieben (s. Abb. 2.1).

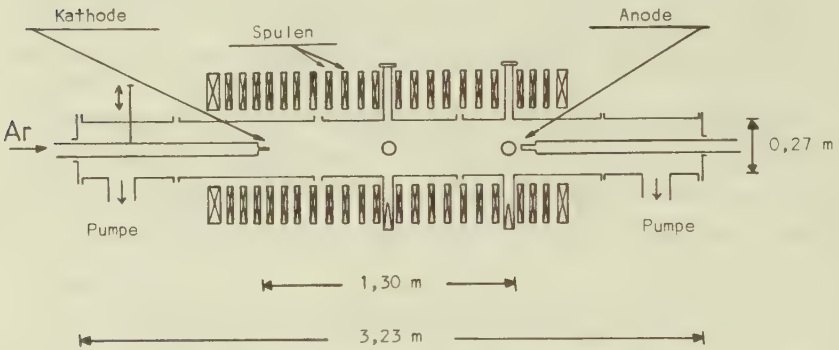

Abb. 2.1 : Aufbau der Hohlkathodenentladung LINEX

Diese besteht aus fünf Edelstahlhohlzylindern von 0,27 m innerem Durchmesser und zwei das Gefäß abschließenden Elektrodenflanschen, die jeweils durch Keramikringe elektrisch voneinander isoliert sind. Bei einer Gefäßlänge von 3,23 m beträgt das umschlossene Volumen 0,18 m^3. An die beiden äußeren Kaskaden sind je eine Drehschieber- und eine Turbomolekularpumpe angeflanscht, die zusammen ein Saugvermögen von 0,9 m^3/s besitzen und für einen Basisdruck von 10^{-5} Pa bzw. 10^{-7} Torr sorgen bei einer Leckrate von 10^{-6} Pa m^3/s bzw. 10^{-5} Torr l/s. In der Mitte zwischen den Elektroden und vor der Anode befinden sich jeweils vier Beobachtungsfenster, die äquidistant auf dem Umfang des Entladungsgefäßes angeordnet sind.

Das Edelstahlgefäß ist konzentrisch in 26 Spulenpaare eingebettet, die

von wasserdurchströmten Kupferrohren gebildet werden. Sie erzeugen ein stationäres Magnetfeld bis zu 0,1 T , das im Bereich der Entladung über eine Länge von 1,60 m und einen Durchmesser von 0,20 m homogen ist.

Die Entladung brennt mit einem Durchmesser von etwa 40 mm über eine Länge von 1,30 m stationär zwischen zwei Elektroden. Die Kathode bildet ein Hohlzylinder aus thoriertem Wolfram von 60 mm Länge, 4 bis 6 mm innerem und entsprechend 6 bis 9 mm äußerem Durchmesser. Sie ist in der Höhe justierbar, um das Plasma genau achsenparallel zum Magnetfeld ausrichten zu können. Die Temperaturverteilung längs der Kathode ist schematisch in Abb. 2.2 dargestellt [DEL74].

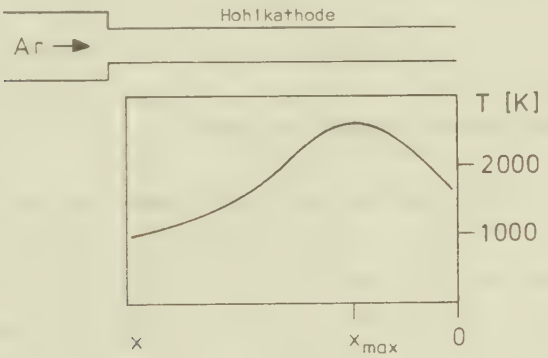

Abb. 2.2 : Axiale Temperaturverteilung der Hohlkathode

Bemerkenswert ist das Temperaturmaximum, dessen Wert mit dem Durchfluß zunimmt. Mit kleinerem Durchmesser der Kathode und höherem Gasdurchsatz, Magnetfeld und Entladungsstrom verschiebt sich dieses Maximum zur Spitze der Kathode. Befindet es sich in der Nähe der Spitze , so ist die Lebensdauer der Kathode durch Abbrand auf ungefähr 30 Stunden beschränkt. Liegt es dagegen weiter von der Öffnung entfernt, kann

das zerstäubte Wandmaterial die Kathode nicht mehr verlassen, sondern lagert sich in Strömungsrichtung wieder in der Bohrung ab. An diesen Stellen beginnt die Hohlkathode von innen her mit lockeren Wolframkristallen zuzuwachsen. Die Lebensdauer ist dann auf 8 Stunden verkürzt. Allerdings läßt sich die Kathode einige Male reinigen und erneut benutzen.

Als Anode dient ein Kupferzylinder von 140 mm Länge und 29 mm Durchmesser. Er läßt sich bis zu 70 mm in Achsenrichtung verschieben, um die Abhängigkeit der Plasmaparameter vom Anodenabstand untersuchen zu können.

Beide Elektroden sind wassergekühlt und vom Flansch elektrisch isoliert. Die Halterungen sind zum Schutz des Plasmas vor Verunreinigungen mit Quarzglas- bzw. Pyrexrohren umgeben.

2.3. *Typische Betriebsbedingungen von LINEX*

Ein sauberer Hohlkathodenbogen kann gezündet werden, wenn ein Basisdruck unterhalb 10^{-4} Pa bzw. 10^{-6} Torr im Vakuumgefäß erreicht ist. Dazu wird Argon mit einem Druck von typisch einigen Pa bzw. einigen 10 mTorr durch die Hohlkathode kontinuierlich dem Gefäß zugeführt und das stabilisierende Magnetfeld angelegt. Nach einer Hilfszündung mit Hochspannung läßt sich der Hohlkathodenbogen bei Strömen von 20 bis 100 A und Spannungen von 50 bis 120 V stabil über Stunden betreiben.

Die Strom-Spannungs-Charakteristik für einen typischen Betriebswert ist in Abb. 2.3 wiedergegeben. Die Spannung steigt mit wachsendem Magnetfeld, wachsendem Hohlkathodendurchmesser und fallendem Durchfluß an, während der Druck die Kennlinie nur wenig beeinflußt [DEL74].

Typische Entladungsdaten sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt.

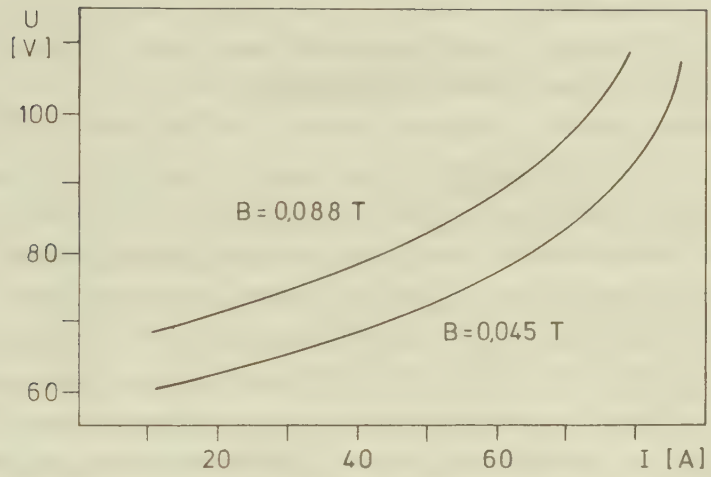

Abb. 2.3 : Charakteristik des Hohlkathodenbogens

Vakuumgefäß	Edelstahl
	d_{Gef} = 0,27 m; L_{Gef} = 3,23 m
Hohlkathode	Thoriertes Wolfram
	$d_{HK,i}$ = 4 bis 6 mm; $d_{Hk,a}$ = 6 bis 9 mm; L_{HK} = 60 mm
Anode	Kupfer
	d_A = 29 mm; L_A = 140 mm
Elektrodenabstand	L = 1,23 bis 1,30 m
Basisdruck	10^{-5} Pa bzw. 10^{-7} Torr
Gas	Argon
Gasdurchsatz	Q = 0,1 bis 2,5 10^{-6} m^3 NTP/s
Fülldruck	p = 0,5 bis 7 Pa bzw. 4 bis 50 mTorr
Magnetfeld	B = 0,03 bis 0,088 T
Entladungsstrom	I = 20 bis 100 A
Spannungsabfall	U = 50 bis 120 V

Tabelle 2.1 : Typische Entladungsdaten von LINEX

Wird die Entladung bei hohen Spannungen betrieben, zündet ein Bogen zwischen Plasma und Wand; dieser wird als plasmainduzierte Entladung oder Unipolarbogen bezeichnet. Er macht sich nachteilig durch das Freisetzen von Wandmaterial bemerkbar, das zu einer Verunreinigung des Plasmas führt. In LINEX wurden Spuren des verwendeten Edelstahls 1.4429 in Form von Eisen, Chrom, Nickel und Molybdän mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskops im Anodenbereich nachgewiesen. Dort sind außerdem deutliche farnartige Erosionsspuren zu beobachten, die aus flächenhaften Aufrauhungen mit Mikrokratern bestehen. Die Ursache plasmainduzierter Entladungen ist der unterschiedliche radiale Transport von Ladungsträgern im Plasma, der zu Raumladungsfeldern im Bereich einiger Debye-Längen zwischen Plasma und metallischer Wand führt, [HAN80], wobei der Fußpunkt in der Regel kathodisches Potential besitzt. Im magnetfeldfreien Fall beträgt die Schichtspannung [NED80] :

$$(2.3.1) \qquad U_{PIA} = \frac{k_B T_e}{2e} \ln\left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\frac{T_e}{T_e+T_i}\right) \quad ,$$

so daß für Argon und $T_e = 2T_i$ gilt :

$$U_{PIA} = 4{,}48\ k_B T_e/e \quad .$$

Da für das Zünden eines Unipolarbogens eine Potentialdifferenz von etwa 10 V erforderlich ist, muß nach (2.3.1) die Elektronentemperatur mindestens 26000 K betragen. Dieser Wert wird in LINEX (s. Abb. 3.8) erst bei hohen Entladungsströmen bzw. Spannungen erreicht, wobei 100 V für Edelstahl charakteristisch sind [EHR83]. Ein äußeres Magnetfeld setzt die Schichtspannung etwas herab und veranlaßt den Unipolarbogen sich retrograd, d.h. entgegengesetzt zur $\underline{j}\times\underline{B}$-Kraft, zu bewegen, wobei in einem Magnetfeld von 1 bis 2 T die typischen Geschwindigkeiten 100 bis 300 m/s betragen [MCC79].

3. Thomson-Streuung

Da die in einem Plasma ablaufenden Prozesse wesentlich durch die in ihm enthaltenen Elektronen bestimmt werden, muß deren ortsabhängiger Zustand möglichst genau und empfindlich erfaßt sein.

Ein Verfahren, mit dem Dichte und Temperatur der Elektronen gemessen werden können, ist die Thomson-Streuung von Laserlicht [KUN68, EVA69, DES70, SHE75, SIM79, MAG81]. Gegenüber spektroskopischen (s.u. Kapitel 4) [MCW65, GRI74, VOR82] oder interferometrischen [BAU75, HEA78, WIL83] Untersuchungen hat diese Methode den Vorteil, l o k a l e Ergebnisse zu liefern. Im Vergleich zu Sondenmessungen [CHE65, SWI70] wird das Plasma nur wenig gestört. Ferner kann auf Modellannahmen, wie sie bei der Resonanzstreuung nötig sind [DEM77], weitgehend verzichtet werden. Schwierig ist jedoch der Nachweis des gestreuten Lichtes, dessen Intensität um über zehn Größenordnungen kleiner ist als die der einfallenden Photonen. Das erfordert einerseits leistungsstarke Laser, wie sie seit den sechziger Jahren entwickelt wurden, und andererseits eine hochempfindliche Detektion.

Laserstreuexperimente zur Bestimmung der Elektronendaten wurden anfangs an Lichtbögen [GER66, GIE72, KOH75, HOF79] und Funkenentladungen [FÜNF3, RAM67, RÖH68, MAU83] durchgeführt. Inzwischen hat sich die Thomson-Streuung als Standarddiagnostik an Tokamakentladungen bewährt [PHI78, GRI78, KAW79, CAR80, HIR81b, NAG82, RÖH82, YAM82, DES83, LEV83, SUD83].

3.1. *Theorie der Lichtstreuung am Plasma*

3.1.1. *Streugeometrie*

Die Geometrie des Streuexperimentes ist in Abb. 3.1 wiedergegeben.

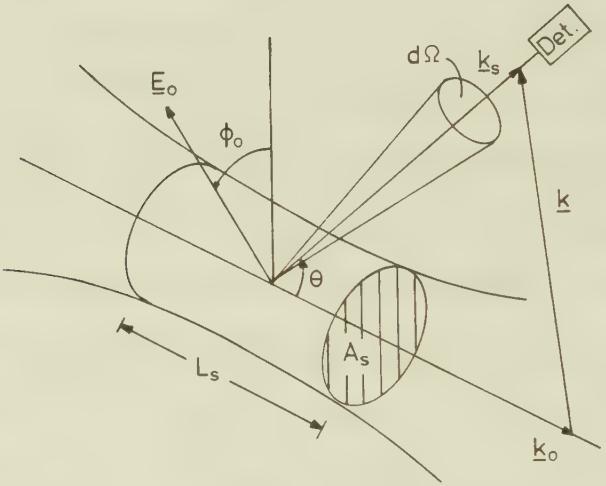

Abb. 3.1 : Streugeometrie

Die Feldstärke des einfallenden Laserlichtes ist gegeben als eine ebene Welle $\underline{E}_o$ mit der Frequenz ω_o und dem Wellenzahlvektor $\underline{k}_o$:

(3.1.1) $\underline{E}_o(\underline{r},t) = \mathrm{Re}\,\{\underline{E}_{oo}\exp(i(\underline{k}_o\cdot\underline{r} - \omega_o t))\}.$

Der Winkel ϕ_o zwischen $\underline{E}_o$ und der $(\underline{k}_o, \underline{k}_s)$-Ebene gibt die Richtung der linearen Polarisation von $\underline{E}_o$ an; er beträgt in diesem Experiment 90^o. Zur Streuintensität tragen wegen der unterschiedlichen Massen von Elektronen und Ionen nur die N Elektronen im Streuvolumen V_s bei, das durch seine Länge L_s und seine Querschnittsfläche A_s beschrieben wird. Mehrfachstreuung

findet praktisch nicht statt, d.h. die einfallende Welle geht näherungsweise ungeschwächt durch das Plasma. Beobachtet wird dasjenige Streulicht, welches unter dem Winkel θ in Richtung des Streuwellenzahlvektors $\underline{k}_s$ in den Raumwinkel $d\Omega$ gelangt. Da der Abstand $r=|\underline{r}|$ zwischen Detektor und Plasma fünfzigmal größer ist als der Bogenradius, ist die Fernfeldnäherung für die retardierte Zeit t' am Ort $\underline{r}_j$ des j-ten Elektrons (j=1,...,N) zulässig.

Weil es sich näherungsweise um elastische Streuung handelt, d.h. die Wellenzahlvektoren $\underline{k}_o$ und $\underline{k}_s$ annähernd den gleichen Betrag haben, läßt sich der Betrag der Wellenzahl $\underline{k}$ darstellen als

$$(3.1.2) \qquad k = |\underline{k}_s - \underline{k}_o| = 2\, k_o \sin(\theta/2) = 4\pi \sin(\theta/2) / \lambda_o .$$

Wie durch die Bragg-Bedingung für Streuung am Kristallgitter wird hier durch die Laserwellenlänge λ_o und den Streuwinkel θ eine räumliche Fourier-Komponente der Elektronendichteverteilung zur Beobachtung ausgewählt.

Solange die Wellenlänge $1/k$ viel kleiner ist als die typische Abschirmlänge im Plasma, nämlich die Debye-Länge der Elektronen

$$(3.1.3) \qquad \lambda_{D,e} = \sqrt{\varepsilon_o k_B T_e / n_e e^2} ,$$

kann die Bewegung einzelner Elektronen innerhalb der Ladungswolke um jedes Ion aufgelöst werden; das Streuspektrum spiegelt also die Elektronenverteilung wider. Übersteigt die Wellenlänge $1/k$ jedoch den Wert der Debye-Länge, so ist das Streulicht bestimmt durch die Fluktuation der gesamten Ladungswolke, dann ist also auch die Ionenbewegung zu berücksichtigen. Klassifizierung von Streuexperimenten an Plasmen wird deshalb die dimensionslose Zahl

$$(3.1.4) \qquad \alpha = 1 / k \lambda_{D,e}$$

benutzt, die als Streuparameter bezeichnet wird. Im hier vorgestellten Experiment beträgt $\alpha=0{,}04$, so daß die Elektronen allein das Streuspektrum fest-

legen.

Falls die Zyklotronbewegung der Elektronen in dem den Bogen stabilisierenden Magnetfeld ausgeprägter ist als deren thermische Bewegung, d.h. $\omega_{c,e} / k v_{th,e} \gg 1$, kann außerdem eine Modulation des Streuspektrums beobachtet werden [LAA60]. In Tokamakentladungen kann dieser Effekt zur Bestimmung des poloidalen Feldes ausgenutzt werden [SIE82]; bei LINEX ist jedoch $\omega_{c,e} / k v_{th,e} \approx 0{,}001$, d.h. das Magnetfeld beeinflußt das Streuspektrum nicht. Eine axiale Drift $\underline{v}_D$ der Elektronen wirkt sich wegen $\underline{k} \perp \underline{v}_D$ nicht auf des Streuspektrum aus [SHE75].

3.1.2. *Berechnung der Streuleistung*

Die Leistung P_s, die von den Elektronen im Streuvolumen V_s in den Raumwinkel $d\Omega$ gestreut wird, soll zunächst aus elektrodynamischen Gleichungen [JAC75] berechnet werden.

Mit dem klassischen Elektronenradius

$$r_e = e^2 / 4\pi\varepsilon_o m_e c^2 = 2{,}82\ 10^{-15}\ \mathrm{m} \tag{3.1.5}$$

und dem Einheitsvektor $\hat{\underline{r}} = \underline{r}/r$ ist das Streufeld $\underline{E}_{sj}$ des j-ten Elektrons (j=1,...,N) :

$$\underline{E}_{sj}(\underline{r},t,\underline{k}) = \frac{r_e}{r}\,\hat{\underline{r}} \times (\hat{\underline{r}} \times \underline{E}_o(\underline{r}_j(t'),t')) \tag{3.1.6}$$

$$= \frac{r_e}{r}\,\mathrm{Re}\{\hat{\underline{r}}\times(\hat{\underline{r}}\times\underline{E}_{oo})\exp(i(\underline{k}_s\cdot\underline{r} - \underline{k}\cdot\underline{r}_j(t') - \omega_o t'))\}\ .$$

Diese Felder überlagern sich zum Gesamtstreufeld

$$\underline{E}_s(\underline{r},t,\underline{k}) = \sum_{j=1}^{N} \underline{E}_{sj}(\underline{r},t,\underline{k}) \tag{3.1.7}$$

$$= \frac{r_e}{r}\,\mathrm{Re}\{\hat{\underline{r}}\times(\hat{\underline{r}}\times\underline{E}_{oo})\exp(i(\underline{k}_s\cdot\underline{r} - \omega_o t)) \sum_{j=1}^{N} \exp(-i\underline{k}\cdot\underline{r}_j(t'))\},$$

worin

$$(3.1.8)\qquad \sum_{j=1}^{N} \exp(-i\underline{k}\cdot\underline{r}_j(t')) = \int_{-\infty}^{\infty} d^3r' \sum_{j=1}^{N} \delta(\underline{r}'-\underline{r}_j(t')) \exp(-i\underline{k}\cdot\underline{r}')$$

$$= n_e(-\underline{k},t')$$

die (mikroskopische) Elektronendichte ist. Mit dem Poynting-Vektor dieses Feldes

$$(3.1.9)\qquad \underline{S}_s(\underline{r},t,\underline{k}) = \sqrt{\varepsilon_o/\mu_o}\ \ \underline{E}_s(\underline{r},t,\underline{k}) \times (\hat{\underline{r}} \times \underline{E}_s(\underline{r},t,\underline{k}))$$

läßt sich der auf den Detektor fallende Strahlungsstrom $S_{s,r}$ berechnen zu

$$(3.1.10)\qquad S_{s,r}(\underline{r},t,\underline{k}) = \hat{\underline{r}} \cdot \underline{S}_s(\underline{r},t,\underline{k}) = \sqrt{\varepsilon_o/\mu_o}\ \ |\underline{E}_s(\underline{r},t,\underline{k})|^2 \ .$$

Hieraus ergibt sich die Streuintensität I_s durch Zeitmittelung $(\overline{\ldots})$ und Scharmittelung $(<\ldots>)$:

$$(3.1.11)\qquad I_s(\underline{r},t,\underline{k}) = <\overline{S_{s,r}(\underline{r},t,\underline{k})}>$$

$$= \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon_o/\mu_o}\ |\underline{E}_{oo}|^2 \frac{r_e^2}{r^2} (1 - \sin^2\theta \cos^2\phi_o) <\overline{|n_e(\underline{k},t')|^2}> \ .$$

Mit Hilfe des Parsevalschen Theorems

$$(3.1.12)\qquad <\overline{|n_e(\underline{k},t')|^2}> = <\overline{|n_e(\underline{k},\omega)|^2}>$$

und der einfallenden Intensität

$$(3.1.13)\qquad I_o = \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon_o/\mu_o}\ \ |\underline{E}_{oo}|^2$$

folgt für die Frequenzabhängigkeit der Streuintensität

$$(3.1.14)\qquad I_s(\underline{r},\underline{k},\omega) = I_o \frac{r_e^2}{r^2} (1 - \sin^2\theta \cos^2\phi_o) <\overline{|n_e(\underline{k},\omega)|^2}> \ .$$

Durch Einführung des Thomson-Streuquerschnittes

$$(3.1.15)\qquad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T = r_e^2 (1 - \sin^2\theta \cos^2\phi_o) \ ,$$

der die Streuung an einem einzelnen freien Elektron beschreibt, und der

spektralen Dichtefunktion (Strukturfaktor)

$$(3.1.16) \qquad S(\underline{k},\omega) = \frac{1}{N} \overline{\langle |n_e(\underline{k},\omega)|^2 \rangle} \ ,$$

welche die räumlich und zeitlich Fourier-Transformierte der Dichteautokorrelationsfunktion darstellt, ergeben sich insgesamt für die Streuleistung P_s im Raumwinkel $d\Omega$ die Gleichungen

$$(3.1.17) \qquad P_s(\underline{k},\omega)\, d\Omega = r^2\, I_s(\underline{r},\underline{k},\omega)\, d\Omega = I_o \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T S(\underline{k},\omega)\, N\, d\Omega$$

$$= P_o \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T S(\underline{k},\omega)\, n_e\, L_s\, d\Omega$$

bei einer einfallenden Leistung von $P_o = I_o A_s$. Der differentielle Streuquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ für Lichtstreuung am Plasma ist daher

$$(3.1.18) \qquad \frac{d\sigma}{d\Omega}(\underline{k},\omega) = \frac{P_s(\underline{k},\omega)}{I_o} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T S(\underline{k},\omega)\, N.$$

Die Spektralfunktion $S(\underline{k},\omega)$ soll nun mit Hilfe der Wlassow-Theorie, in der alle Stoßprozesse vernachlässigt sind, durch makroskopische Plasmagrößen ausgedrückt werden [EVA69] .

Hierfür sind die Wlassow-Gleichungen in 0. und 1. Näherung mit der Poisson-Gleichung als Nebenbedingung zu lösen, wobei die Verteilungsfunktion im Gleichgewicht als Maxwellsch angenommen wird. Nach einer räumlichen und zeitlichen Fourier-Transformation läßt sich die Elektronendichtefluktuation durch Summation über alle Geschwindigkeiten und durch Kombination der Gleichungen für Elektronen und Ionen gewinnen. Neben dem Anteil der freien Elektronen trägt auch die Wechselwirkung der Elektronen untereinander und mit den Ionen zu den Schwankungen bei. Zur Bestimmung der Abschirmung wird dabei die Plasmadispersionsfunktion

$$(3.1.19) \qquad W(x_q) = 1 - 2\, x_q \exp(-x_q^2) \int_0^{x_q} dz \exp(z^2) - i\sqrt{\pi}\, x_q \exp(-x_q^2)$$

$$= Rw(x_q) \qquad\qquad - i\, Iw(x_q)$$

in der Variablen $x_q = \omega/kv_{th,q}$ $(q=e,i)$ benutzt, wobei $v_{th,q}$ die ther-

mische Geschwindigkeit ist und die Frequenz ω von der Laserfrequenz aus gezählt wird. Unter der Voraussetzung eines räumlich unkorrelierten Anfangszustandes folgt schließlich für die Spektralfunktion

$$(3.1.20)\qquad S(\underline{k},\omega) = \frac{2}{\sqrt{\pi}k}\left\{\frac{\exp(-x_e^2)}{v_{th,e}}\left\{(1+\alpha^2 Z\frac{T_e}{T_i}\,\mathrm{Rw}(x_i))^2+(\alpha^2 Z\frac{T_e}{T_i}\,\mathrm{Iw}(x_i))^2\right\}\right.$$

$$\left.+\,Z\,\frac{\exp(-x_i^2)}{v_{th,i}}\left\{(\alpha^2\,\mathrm{Rw}(x_e))^2+(\alpha^2\,\mathrm{Iw}(x_e))^2\right\}\right\}$$

$$\times\left\{\left(1+\alpha^2(\mathrm{Rw}(x_e)+Z\frac{T_e}{T_i}\,\mathrm{Rw}(x_i))\right)^2+\left(\alpha^2(\mathrm{Iw}(x_e)+Z\frac{T_e}{T_i}\,\mathrm{Iw}(x_i))\right)^2\right\}^{-1}\quad;$$

hierin bezeichnet Z die effektive Kernladungszahl. Salpeter [SAL60] hat im Fall $\beta^2 = \alpha^2 Z\, T_e/T_i\,(1+\alpha^2) < 3{,}45$ eine Näherung entwickelt, die den Elektronen- und Ionenanteil in (3.1.20) entkoppelt. Zur Vereinfachung der Schreibweise wird dabei die Salpeter-Spektralfunktion Γ_α eingeführt :

$$(3.1.21)\qquad \Gamma_\alpha(x) = \frac{\exp(-x^2)}{(1+\alpha^2\,\mathrm{Rw}(x))^2+(\alpha^2\,\mathrm{Iw}(x))^2}\quad,$$

die in Abb. 3.2 dargestellt ist.

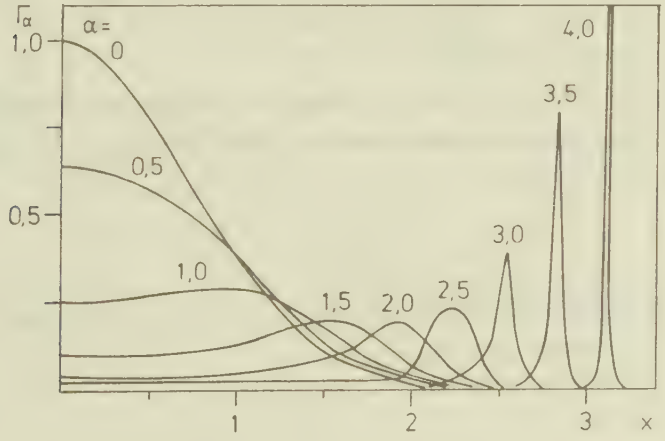

Abb. 3.2 : Salpeter-Spektralfunktion Γ_α

Als Ergebnis folgt für die spektrale Dichtefunktion

$$(3.1.22) \qquad S(\underline{k},\omega) = \frac{2}{\sqrt{\pi}k} \{\Gamma_\alpha(x_e)/v_{th,e} + Z \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2}\right)^2 \Gamma_\beta(x_i)/v_{th,i}\}$$

und nach Integration über das Spektrum

$$(3.1.23) \qquad S(\underline{k}) = (1 + \alpha^2(1+Z\frac{T_e}{T_i}) + Z\,\alpha^4) \,/\, \{(1 + \alpha^2)(1 + \alpha^2(1+Z\frac{T_e}{T_i}))\} \,.$$

Für $\alpha << 1$ ist das spektrale Streuprofil also allein durch den Elektronenbeitrag bestimmt und daher - entsprechend der Maxwell-Verteilung - ein Gauß-Profil, dessen Breite durch die Temperatur T_e der Elektronen gegeben ist :

$$(3.1.24) \qquad P_s(\underline{k},\omega)\, d\Omega\, d\omega = P_o \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T n_e L_s\, d\Omega \; \frac{2}{\sqrt{\pi}kv_{th,e}} \exp\left(-\frac{\omega^2}{k^2}\frac{m_e}{2k_B T_e}\right) d\omega \,.$$

Die integrale Streuleistung $P_s(\underline{k})$ ergibt sich nach (3.1.17) zu

$$(3.1.25) \qquad P_s(\underline{k})\, d\Omega = P_o \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T n_e L_s\, d\Omega \,,$$

so daß für den Streuquerschnitt folgt :

$$(3.1.26) \qquad \frac{d\sigma}{d\Omega}(\underline{k}) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T N \,;$$

dieser Fall wird als Thomson-Streuung bezeichnet, da nur an den freien Elektronen im Plasma gestreut wird.

Für $\alpha >> 1$ tritt im Streuspektrum neben zwei schmalen Elektronenkomponenten im Abstand der Elektronenplasmafrequenz ein Ionenanteil an der Stelle der eingestrahlten Frequenz auf. Der Streuquerschnitt hat nun die Form

$$(3.1.27) \qquad \frac{d\sigma}{d\Omega}(\underline{k}) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T N \frac{Z}{1+ZT_e/T_i} \,;$$

weil dann auch kollektive Bewegungen im Plasma zur Streuung beitragen, heißt dieser Fall kohärente Streuung.

3.1.3. *Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur; Kalibrierung mit Rayleigh-Streuung*

Die Elektronentemperatur T_e kann durch Thomson-Streulichtmessungen gemäß (3.1.24) direkt aus der halben 1/e-Breite $\Delta\lambda_T$ des Streuprofils berechnet werden, nämlich

$$(3.1.28) \qquad k_B T_e = \frac{m_e c^2}{8} \left(\frac{\Delta\lambda_T}{\lambda_o \sin(\theta/2)} \right)^2 \quad ;$$

speziell für den Streuwinkel $\theta = 90^o$ und für die Wellenlänge $\lambda_o = 532{,}0$ nm des frequenzverdoppelten Nd-YAG-Lasers gilt

$$(3.1.29) \qquad T_e\,[K] = 5240\ (\Delta\lambda_T\,[nm])^2 \ .$$

Zur Bestimmung der Elektronendichte n_e aus dem integrierten Streuprofil (3.1.25) müssen zusätzlich die einfallende Laserleistung P_o, der Raumwinkel $d\Omega$ und die Streulänge L_s bekannt sein, die nur mit großer Ungenauigkeit gemessen werden können. Deshalb wird zur Kalibrierung in der Thomson-Streuanordnung ein Rayleigh-Streuexperiment an Kaltgas der Dichte n_R durchgeführt, in dem die Rayleigh-Streuleistung P_R analog zu (3.1.25) gegeben ist durch

$$(3.1.30) \qquad P_R(\underline{k})\ d\Omega = P_o \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R n_R\ L_s\ d\Omega \ .$$

Darin läßt sich der differentielle Streuquerschnitt für die Streuung an gebundenen Elektronen unter Normalbedingungen ($p_o = 101$ kPa $= 760$ Torr; $T_o = 273$ K; $n_o = 2{,}69\ 10^{25}\ m^{-3}$) hydrodynamisch [BER76] berechnen zu

$$(3.1.31) \qquad (d\sigma/d\Omega)_R = 4\ \pi^2\ (\mu-1)^2\ /\ n_o^{\,2}\ \lambda_o^{\,4} \ .$$

Der Brechungsindex μ ist dabei durch die Cauchy-Formel mit gasartabhängigen Konstanten A und B [ALL63] gegeben :

$$(3.1.32) \qquad \mu - 1 = A\ (1 + B\ /\ \lambda_o^{\,2}) \ .$$

Einen Überblick über die Rayleigh-Streuquerschnitte verschiedener Gase unter Normalbedingungen bei λ_o=532,0 nm und ihre Relation zum Thomson-Streuquerschnitt gibt die Tabelle 3.1.

Gas	A $[10^{-5}]$	B $[10^{-15}\ m^2]$	μ-1 $[10^{-4}]$	$(d\sigma/d\Omega)_R$ $[10^{-32}\ m^2]$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_T / (\frac{d\sigma}{d\Omega})_R$
He	3,48	2,3	0,351	0,0840	9450
Ne	6,66	2,4	0,672	0,308	2580
Ar	27,92	5,6	2,85	5,53	143
Kr	41,89	6,97	4,29	12,6	63,2
Luft	28,71	5,67	2,93	5,85	136
N_2	29,06	7,7	2,99	6,08	131

Tabelle 3.1 : Rayleigh-Streuquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_R$ im Vergleich zum Thomson-Streuquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_T$ für einige Gase

Der Quotient zwischen Thomson-Signal (3.1.25) und Rayleigh-Signal (3.1.30),

$$(3.1.33) \qquad \frac{P_s(\underline{k})}{P_R(\underline{k})} = \frac{n_e}{n_R} \frac{(d\sigma/d\Omega)_T}{(d\sigma/d\Omega)_R} \quad ,$$

ergibt den Absolutwert der Elektronendichte :

$$(3.1.34) \qquad n_e = n_R \frac{(d\sigma/d\Omega)_R}{(d\sigma/d\Omega)_T} \frac{P_s(\underline{k})}{P_R(\underline{k})} \quad .$$

3.2. *Aufbau des Streulichtexperimentes*

Das Ziel des Streulichtexperimentes besteht darin, den radialen Verlauf der Elektronendaten als Funktion der von außen einstellbaren Entladungsparameter zu ermitteln. Den schematischen Aufbau des Experimentes zeigt Abb. 3.3.

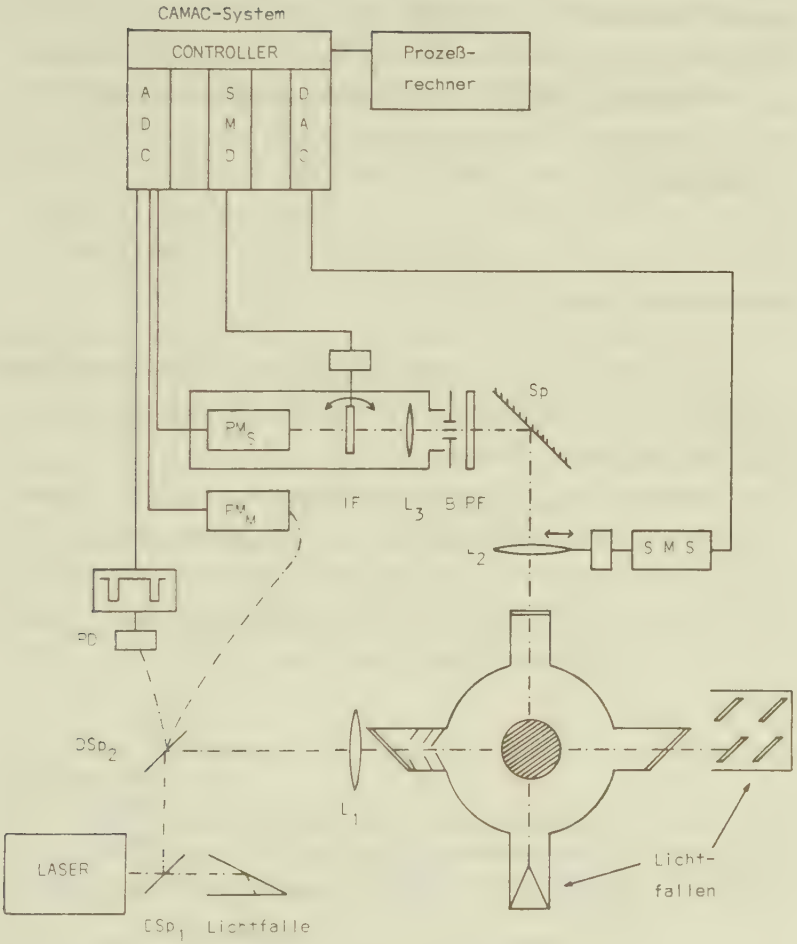

Abb. 3.3 : Versuchsaufbau des Streulichtexperimentes

Als Lichtquelle dient ein gepulster Nd-YAG-Hochleistungslaser. Das Streulicht des Plasmas wird durch das Verschieben der Linse L_2 radial und durch das Drehen des Interferenzfilters IF spektral analysiert. Die Detektion erfolgt über einen schnellen Photomultiplier PM_S. Die Registrierung der Meßwerte und die Ansteuerung des Radial- und Spektralvorschubs erfolgen über ein CAMAC-System (Computer Application for Measurement and Control) durch einen Prozeßrechner.

3.2.1. *Nd-YAG-Laser*

Als Lichtquelle für das Streulichtexperiment wurde auf Grund seiner hohen Leistung und Repetitionsfrequenz ein gepulster Nd-YAG-Laser [HIR78, DÖB78, RÖH82] des Typs YG481 der Fa. Quantel gewählt.

Der Nd-YAG-Laser ist ein Vier-Niveau-Festkörperlaser [KOE76]. In einem Wirtsgitter aus Yttrium-Aluminium-Granat ($Y_3Al_5O_{12}$) werden 1% der Y^{3+}-Ionen durch Nd^{3+}-Ionen ersetzt, die das laseraktive Medium darstellen. Die Anregung erfolgt optisch über zylindrische Blitzlampen. Der benutzte Laser arbeitet als Oszillator-Verstärker-System (s. Abb. 3.4).

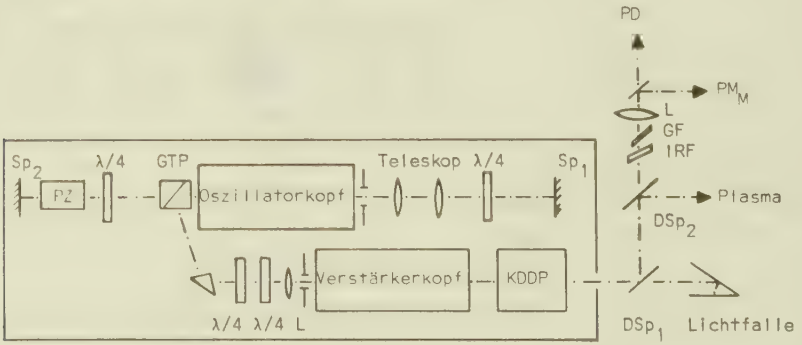

Abb. 3.4 : Aufbau des Nd-YAG-Lasers

(PZ: Pockelszelle, GTP: Glan-Thomson-Prisma, IRF: Infrarotfilter, GF: Graufilter)

Der Oszillator ist als instabiler Resonator mit Güteschaltung aufgebaut und liefert bei λ_o=1064 nm Riesenimpulse von 10 ns Dauer und 350 mJ Energieinhalt im Abstand von 100 ms. Durch den nachfolgenden Verstärker wird die Energie pro Puls auf 800 mJ erhöht. Um das Streulichtexperiment im sichtbaren Spektralbereich durchführen zu können, in dem der Photomultiplier empfindlicher ist, wird die Laserstrahlung mit Hilfe eines KDDP-Kristalls (deuteriertes Kaliumdihydrogenphosphat) frequenzverdoppelt. Die Oberwelle nimmt etwa 350 mJ auf, d.h. die Hälfte der Energie der einfallenden Photonen, und ist horizontal polarisiert. Durch den Einsatz zweier dichroitischer Spiegel werden grüne und infrarote Strahlung getrennt. Während der vom ersten dichroitischen Spiegel DSp_1 transmittierte infrarote Anteil von einer Lichtfalle, bestehend aus einem BG18 Farbglasfilter und einem Schaumstoffblock, absorbiert wird, dient die vom zweiten dichroitischen Spiegel DSp_2 durchgelassene grüne Strahlung zur Steuerung der Registiereinheit mittels der Photodiode PD und zur Überwachung der Laserleistung durch den Photomultiplier PM_M. Das von beiden Spiegeln reflektierte grüne Laserlicht, das für das Streuexperiment gebraucht wird, hat eine Energie von 350 mJ bei einem infraroten Anteil von weniger als 0,1 °/oo.

3.2.2. Optischer Aufbau

Der Lichtweg im Streuexperiment ist in Abb. 3.3 (s.o.) dargestellt. Der Nd-YAG-Laserstrahl wird mit einer Linse L_1 (f_1=0,667 m) in das Plasma fokussiert und anschließend in einer Lichtfalle absorbiert. Diese besteht aus vier Schwarzgläsern UG1 im Brewster-Winkel und ist unbedingt erforderlich, um das Falschlicht zu unterdrücken, welches durch Reflexion an Wänden oder Fenstern in die Beobachtungsrichtung gelangt. Die Höhe des Falschlichtes kann im Rayleigh-Aufbau im abgepumpten Zustand des Entladungsgefäßes bestimmt werden. Durch obige Maßnahmen entspricht dem Falschlichtsignal

lediglich ein Rayleigh-Streusignal an 2,7 Pa bzw. 20 mTorr Argon. Verglichen mit Werten in anderen Lichtbögen (z.B. [SIJ82]) von 13,3 bis 66,7 Pa bzw. 100 bis 500 mTorr Argon ist dieses Falschlichtäquivalent ungewöhnlich günstig. In Thomson-Streuexperimenten an Tokamakentladungen ist das Streulichtäquivalent wegen des schwierigeren Einsatzes von Lichtfallen im Vakuumgefäß noch wesentlich größer z.B. 270 Pa bzw. 2 Torr N_2 [NAG82].

Das Streulicht des Plasmas wird unter einem Streuwinkel von 90^o durch die Linse L_2 (f_2=0,25 m) über den Umlenkspiegel Sp auf die Rechteckblende B im Maßstab 1:1 abgebildet. Diese muß in axialer Richtung so weit geöffnet sein, wie der Laserfokusdurchmesser von etwa 1 mm im Plasma angibt (d.h. A_s=0,79 mm^2) und in radialer Richtung entsprechend der gewünschten räumlichen Auflösung von L_s=3 mm. Daraus errechnet sich ein Streuvolumen von V_s=2,4 mm^3. Ein Polfilter PF halbiert den Beitrag des unerwünschten, unpolarisierten Plasmaleuchtens. Die Linse L_3 (f_3=0,10 m), in deren Brennpunkt die Blende B steht, versorgt das Interferenzfilter IF mit Licht geringer Divergenz. Das vom Interferenzfilter transmittierte Licht gelangt auf den schnellen Photomultiplier PM_S vom Typ RCA 7265 und wird, mit einer Quantenausbeute von 10% in elektrische Signale umgesetzt, dem CAMAC-System zur Aufnahme und Bearbeitung zugeführt. Die Gesamttransmission der optischen Komponenten zwischen Laser und Photomultiplier PM_S beträgt ungefähr 20%.

Radiale Profile werden in diesem Aufbau durch das Verschieben der Linse L_2 mit Hilfe eines vom CAMAC-System angesteuerten Schrittmotors aufgenommen. Spektrale Profile werden durch Verkippen des Interferenzfilters IF um einen Winkel ψ aus der Senkrechten gewonnen, da sich die Wellenlänge λ_A größter Transparenz gemäß

$$\lambda_A(\psi) = \lambda_F - A\,\psi^2 \qquad (3.2.1)$$

zu kleineren Wellenlängen verschiebt [LIS59]. Das verwendete Filter ist zentriert bei λ_F=532,6 nm und besitzt einen Filterfaktor A=0,017 nm/grad^2. Bei senkrechtem Einfall ist die Transmission maximal und beträgt ca. 30%. Das

spektrale Filterprofil entspricht für $|\psi| < 30^{\circ}$ in guter Näherung einem Gauß-Profil mit halber 1/e-Breite $\Delta\lambda_A = 0{,}29$ nm.

3.2.3. Meßwerterfassung und Steuerung

Um aus den Signalen der Photomultiplier PM_S und PM_M das normierte Nettosignal, d.h. das Streulichtsignal ohne Untergrund bezogen auf die Laserleistung, berechnen zu können, müssen für jeden Laserpuls vier Signale vom CAMAC-System innerhalb von weniger als 100 ms verarbeitet werden (s. Abb. 3.5). - Für die Ansteuerung der Registriereinheit nimmt eine schnelle Silizium-Photodiode PD vom Typ BPX 65 den Laserpuls hinter dem zweiten dichroitischen Spiegel auf und löst damit einen Doppelpulsgenerator aus, der zwei identische Pulse im Abstand von 30 ms erzeugt. Deren Spannungswerte liegen über dem Schwellwert eines Diskriminators, so daß dieser zwei Rechteckpulse von 50 ns Dauer auf den Steuereingang eines schnellen 10Bit-Analog-Digital-Wandlers (ADC) gibt. Während dieser Pulsdauer integriert der Analog-Digital-Wandler die beiden Multiplierspannungen an 50 Ω auf. Die Empfindlichkeit des Analog-Digital-Wandlers beträgt 1 count = 0,25 pC , die Auflösung liegt im °/oo-Bereich. Der Mittelwert aus typisch 100 solcher normierten Signale wird auf einer Magnetplatte des Prozeßrechners Dietz 621/8 gespeichert.

Das CAMAC-System übernimmt außerdem die Schrittmotorsteuerung für die spektrale und radiale Analyse der Streuspektren. Zur Aufnahme der Spektralprofile wird das Interferenzfilter um bis zu 20° mit einem Schrittmotor gedreht, der über ein Modul SMD vom CAMAC-System gesteuert wird; die Winkel-Auflösung beträgt $1/24^{\circ} = 0{,}0417^{\circ}$. Radialprofile werden durch das Verschieben der Linse L_2 um bis zu ± 32 mm gewonnen; dafür werden ein 12Bit-Digital-Analog-Wandler (DAC) und eine externe Schrittmotorsteuerung (SMS) mit einer Auflösung von 1 µm eingesetzt.

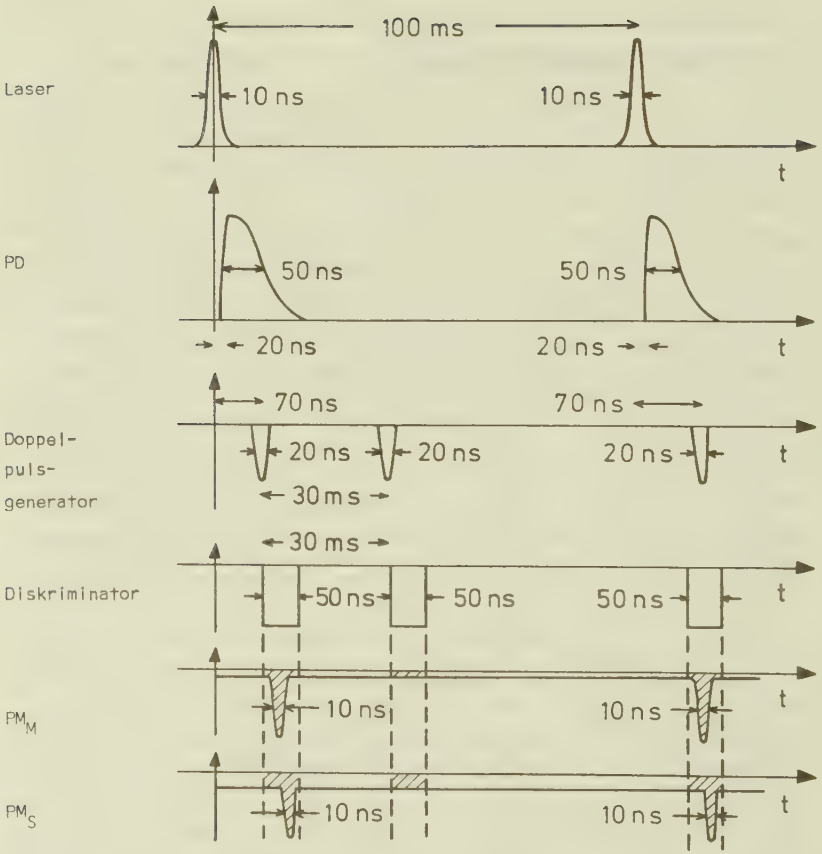

Abb. 3.5 : Zeitlicher Verlauf der periodischen Pulsfolge

Eine solche Messung von typisch 15 Radial- und je 25 Spektralmeßpunkten dauert ca. 90 Minuten. In Tabelle 3.2 sind die charakteristischen Daten für die Thomson-Streulichtmessung zusammengefaßt.

Laser	Nd-YAG-Laser
Wellenlänge	λ_o = 532,0 nm
Pulsdauer	10 ns
Repetitionsfrequenz	10 Hz
Energie pro Puls	W_o = 0,35 J
Streuwinkel	$\theta = 90^o$
Streulänge	L_s = 3 mm
Streuvolumen	V_s = 2,4 mm^3
Raumwinkel	$d\Omega$ = 0,005 sr
Gesamttransmission	20 %
Radialanalyse	Verschieben einer Linse
Fahrstrecken (Auflösung)	± 32 mm (1 µm)
Spektralanalyse	Verkippen eines Interferenzfilters
Drehwinkel (Auflösung)	von 4^o bis 20^o ($1/24^o = 0{,}0417^o$)
spektrale Apparatebreite	$\Delta\lambda_A$ = 0,29 nm
Thomson-Streuquerschnitt	$(d\sigma/d\Omega)_T = 7{,}9\ 10^{-30}\ m^2$
Rayleigh-Streuquerschnitt bei λ_o für Argon	$(d\sigma/d\Omega)_R = 5{,}5\ 10^{-32}\ m^2$
Falschlichtäquivalent	Rayleigh-Streuung an 2,7 Pa Argon

Tabelle 3.2 : Charakteristische Daten für die Thomson-Streulichtmessung

3.3. Meßprofile und ihre Auswertung

3.3.1. Analyse der Meßprofile

In Abb. 3.6 ist ein typisches spektrales Meßprofil $p_{S,M}$ des Thomson-Experimentes dargestellt.

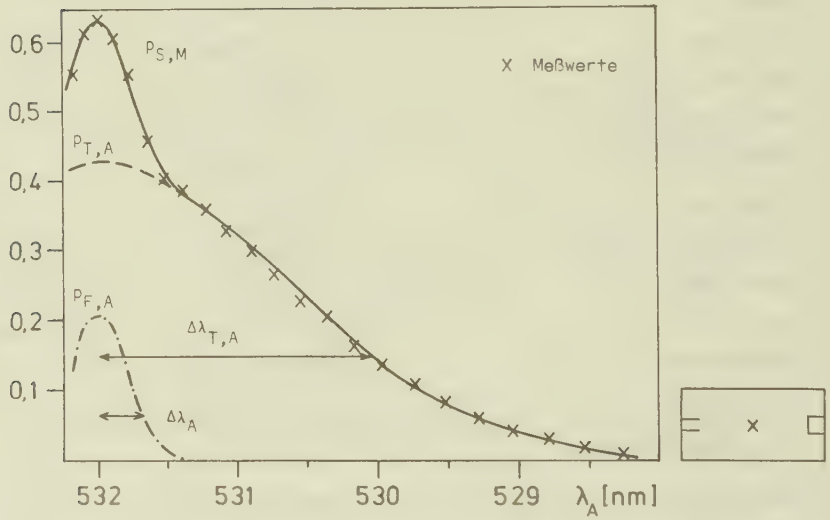

Abb. 3.6 : Analyse des Thomson- Meßprofils $p_{S,M} = p_{T,A} + p_{F,A} = (p_T + p_F) \cdot p_A$

Dieses Profil setzt sich aus dem Anteil der Thomson-Streuung p_T und dem des Falschlichtes p_F zusammen, beide multipliziert mit dem Apparateprofil p_A des Interferenzfilters. Nach (3.1.24) besitzt das Thomson-Profil die Form eines bei λ_o zentrierten Gauß-Profils der Höhe T_o und der Breite $\Delta\lambda_T$,

$$(3.3.1) \qquad p_T(\lambda) = T_o \exp(-(\lambda - \lambda_o)^2 / \Delta\lambda_T^2) ,$$

während das Falschlichtprofil das schmale Laserprofil bei λ_o widerspiegelt,

(3.3.2) $$p_F(\lambda) = F_o \; \delta((\lambda - \lambda_o)/\lambda_o) \quad .$$

Daher ergibt sich das gemessene Streusignal durch die Multiplikation mit dem bei λ_A zentrierten, normierten, gaußförmigen Filterprofil der Breite $\Delta\lambda_A$,

(3.3.3) $$p_A(\lambda,\lambda_A) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,\Delta\lambda_A} \exp(-(\lambda - \lambda_A)^2 / \Delta\lambda_A{}^2) \; ,$$

als Summe zweier bei λ_A zentrierten Gauß-Profile unterschiedlicher Breiten :

(3.3.4) $$p_{S,M}(\lambda_A) = \int_0^\infty d\lambda \; (p_T(\lambda) + p_F(\lambda)) \; p_A(\lambda,\lambda_A)$$

$$= T_{o,A} \exp(-(\lambda_o-\lambda_A)^2/\Delta\lambda_{T,A}{}^2) + F_{o,A} \exp(-(\lambda_o-\lambda_A)^2/\Delta\lambda_A{}^2)$$

mit

(3.3.5) $$\Delta\lambda_{T,A}{}^2 = \Delta\lambda_T{}^2 + \Delta\lambda_A{}^2 \; ,$$

(3.3.6) $$T_{o,A} = T_o \, \Delta\lambda_T \, / \, \Delta\lambda_{T,A} \; ,$$

(3.3.7) $$F_{o,A} = F_o \, \lambda_o \, / \, (\Delta\lambda_A \sqrt{\pi}) \quad .$$

Um aus den Meßwerten die Elektronendichte und -temperatur berechnen zu können, werden die drei Parameter $T_{o,A}$, $\Delta\lambda_{T,A}$ und $F_{o,A}$ so bestimmt, daß die mittlere quadratische Abweichung des Profils $p_{S,M}$ von den Meßwerten minimal ist. Dieses Minimum wird durch ein dreidimensionales Newton-Verfahren aus der Nullstelle des Gradienten der mittleren quadratischen Abweichung berechnet.

Diese hier entwickelte nichtlineare Auswertung vermeidet gegenüber der allgemein üblichen, linearen Methode, in der die Signale nach Abzug des Falschlichtanteils logarithmisch gegen $(\lambda-\lambda_A)^2$ aufgetragen werden und die Steigung der Ausgleichsgeraden zur Temperaturbestimmung benutzt wird (z.B. [SIJ82]), die Überbetonung der kleinen, stark verrauschten Signale

in den spektralen Flanken. Diese sind nicht nur mit großen Ungenauigkeiten behaftet, sondern machen sich zusätzlich wegen hoher $(\lambda-\lambda_A)^2$ - Werte in der Ausgleichsgeraden besonders bemerkbar, wie auch [LAZ83] festgestellt hat. Außerdem ermöglicht die hier auf d r e i Parameter erweiterte Anpassung, nämlich an $T_{o,A}$, $\Delta\lambda_{T,A}$ u n d $F_{o,A}$, die aktuelle Bestimmung des Falschlichtsignals w ä h r e n d jeder Thomson-Messung, wohingegen bisher der Wert des Falschlichtes nur aus separaten Messungen vor und nach der Thomson-Messung ermittelt wurde.

Aus der nach dieser Methode berechneten Doppler-Breite $\Delta\lambda_{T,A}$ ergibt sich nach (3.1.29) und (3.3.5) die Elektronentemperatur T_e zu :

$$(3.3.8) \qquad T_e\,[K] = 5240\ ((\Delta\lambda_{T,A}\,[nm])^2 - (\Delta\lambda_A\,[nm])^2)\ .$$

Für die Berechnung der Elektronendichte n_e werden nach (3.1.34) die Integrale über die Spektralprofile von Thomson-Streuung und Rayleigh-Streuung benötigt. Mit (3.3.6) gilt für das Thomson-Integral

$$(3.3.9) \qquad P_s = \sqrt{\pi}\ T_o\ \Delta\lambda_T = \sqrt{\pi}\ T_{o,A}\ \Delta\lambda_{T,A}\ ;$$

darin sind alle Größen nach Lösung des Minimumproblems bekannt. Das Rayleigh-Profil spiegelt wie das Falschlicht das Laserprofil wider, d.h. analog zu (3.3.2) ist

$$(3.3.10) \qquad p_R(\lambda) = R_o\ \delta((\lambda - \lambda_o)/\lambda_o)\ ,$$

so daß für das Rayleigh-Integral gilt :

$$(3.3.11) \qquad P_R = R_o\ \lambda_o = \sqrt{\pi}\ R_{o,A}\ \Delta\lambda_A$$

mit

$$(3.3.12) \qquad R_{o,A} = R_o\ \lambda_o\ /\ (\Delta\lambda_A\ \sqrt{\pi})\ .$$

Also folgt für die Elektronendichte :

$$(3.3.13) \qquad n_e = \frac{n_R}{143}\ \frac{T_{o,A}\ \Delta\lambda_{T,A}}{R_{o,A}\ \Delta\lambda_A}\ .$$

3.3.2. *Empfindlichkeit der Streuapparatur*

Im folgenden soll die Größenordnung der zu erwartenden Signale für das oben beschriebene Streuexperiment abgeschätzt werden.

Für die Streuleistung $P_R\, d\Omega$ im Rayleigh-Experiment wurde in 3.1. die folgende Gleichung hergeleitet :

(3.3.14) $\quad P_R(\underline{k})\, d\Omega = P_o\, n_R\, L_s\, d\Omega\, (d\sigma/d\Omega)_R$.

Die Leistung des einfallenden Laserlichtes beträgt $P_o = 0{,}35$ J/10 ns = 35 MW. Die Neutralteilchendichte ergibt sich aus der idealen Gasgleichung bei einem Druck $p_R = 10$ Pa = 75 mTorr und einer Temperatur $T_R = 293$ K zu $n_R = 2{,}5\ 10^{21}\ m^{-3}$. Die Analyse des Streulichtes längs der Streulänge $L_s = 3$ mm liefert bei einem Rayleigh-Streuquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_R = 5{,}5\ 10^{-32}\ m^2$ für Argon im Raumwinkel $d\Omega = 0{,}0050$ sr bei vollständiger Transmission das Signal

$$P_R\, d\Omega = 7{,}2\ 10^{-8}\ W \quad \text{bzw.} \quad W_R\, d\Omega = 7{,}2\ 10^{-16}\ J.$$

Dies ist um 15 Größenordnungen kleiner als das einfallende Signal. Werden die Transmissionsverluste von 80% berücksichtigt, so entsprechen diesem Signal 390 Photonen am Eingang des Photomultipliers. Dessen Quantenausbeute von 10% und Stromverstärkung von $1{,}3\ 10^7$ ergeben eine Ladung von 80 pC am Ausgang des Analog-Digital-Wandlers in guter Übereinstimmung mit Meßwerten von 76 pC.

Für ein Thomson-Streuexperiment im Rayleigh-Aufbau, für dessen Signal nach (3.1.25) gilt :

(3.3.15) $\quad P_s(\underline{k})\, d\Omega = P_o\, n_e\, L_s\, d\Omega\, (d\sigma/d\Omega)_T$,

reicht wegen des 143mal größeren Streuquerschnittes bereits eine Elektronendichte $n_e = 1{,}7\ 10^{19}\ m^{-3}$ aus, um ein ebenso hohes Streulichtsignal zu liefern. In der Tabelle 3.3 sind für verschiedene Werte der Elektronendichte n_e die zugehörige Energie $W_s\, d\Omega$ bzw. Leistung $P_s\, d\Omega$ des Streulichtes,

die Zahl der am Multiplier einfallenden Photonen $N_{ph} = W_s \, d\Omega \, \lambda_o / h \, c$ und die Ladung Q am Multipliersausgang zusammengestellt.

n_e [m^{-3}]	$W_s \, d\Omega$ [10^{-17} J]	$P_s \, d\Omega$ [10^{-9} W]	N_{ph}	Q [pC]	Q [counts]
$5\ 10^{17}$	0,42	0,42	11	2,3	9
$1\ 10^{18}$	0,83	0,83	22	4,7	19
$5\ 10^{18}$	4,2	4,2	111	23,2	93
$1\ 10^{19}$	8,3	8,3	222	46,5	186
$5\ 10^{19}$	42	42	1120	232	930
$1\ 10^{20}$	83	83	2230	465	1860

Tabelle 3.3 : Typische integrale Signale

Hierbei ist zu beachten, daß diese Werte dem integrierten Spektralprofil entsprechen. Durch die spektrale Zerlegung des Streulichtes mit Hilfe des Interferenzfilters kann jedoch jeweils nur der Teil des Thomson-Spektrums aufgenommen werden, der innerhalb der Spektralbreite $\Delta\lambda_A$ des Interferenzfilters liegt. Für den bei λ_o zentrierten Spektralkanal ist dieser Bruchteil $Q_o/Q = \Delta\lambda_A / \sqrt{\Delta\lambda_T^2 + \Delta\lambda_A^2}$ als Funktion der Thomson-Breite $\Delta\lambda_T$ in der folgenden Tabelle 3.4 angegeben. Wird ein minimales Q_o von 10 counts = 2,5 pC als Empfindlichkeit der Streuapparatur zu Grunde gelegt, so lassen sich daraus die minimal nachweisbare Streuleistung $(P_s \, d\Omega)_{Min}$, die minimale Elektronendichte $n_{e,Min}$ und die minimale Zahl an Streuzentren $N_{e,Min} = n_{e,Min} \, V_s$ berechnen. Erwartungsgemäß ist die Empfindlichkeit um so größer, je niedriger die Temperatur ist, weil dann ein höherer Bruchteil des gesamten Thomson-Signals im Spektralkanal bei λ_o zu beobachten ist. Gleichzeitig wird jedoch die Temperaturbestimmung ungenauer, weil die Linie schmaler und dadurch schlechter spektral auflösbar ist.

T_e [K]	λ_T [nm]	$\Delta\lambda/\lambda$	$(P_s\ d\Omega)_{Min}$ $[10^{-8}$ W]	$n_{e,Min}$ $[10^{18}\ m^{-3}]$	$N_{e,Min}$ $[10^9]$
2000	0,62	0,42	0,5	1,3	3,1
5000	0,98	0,28	0,8	1,9	4,6
10000	1,38	0,20	1,1	2,6	6,3
15000	1,69	0,17	1,3	3,2	7,7
20000	1,95	0,15	1,5	3,7	8,9
25000	2,18	0,13	1,7	4,1	9,9
30000	2,39	0,12	1,9	4,5	11
35000	2,58	0,11	2,0	4,9	12

Tabelle 3.4 : Empfindlichkeit der Streuapparatur

3.4. *Diskussion der Thomson-Streulichtmessungen*

3.4.1. *Ergebnisse in der axialen Mitte*

Mit dem unter 3.3 beschriebenen Thomson-Streulichtexperiment an LINEX wurden in der axialen Mitte der Entladung die Elektronendichte und -temperatur an verschiedenen Radialpunkten als Funktion der von außen einstellbaren Entladungsparameter untersucht.

Typische Radialprofile der Dichte und Temperatur der Elektronen sind in Abb. 3.7 dargestellt. Bei Standardbedingungen ($Q=2{,}5\ 10^{-6}\ m^3$ NTP/s; $p=1{,}33$ Pa=10 mTorr; B=0,074 T; I=60 A) betragen die Maximalwerte $n_{eo} = 5{,}2\ 10^{19}\ m^{-3}$ und $T_{eo} = 20000$ K; die Profile sind gaußförmig mit halben 1/e-Breiten von 40 mm für n_e und von 30 mm für T_e in Übereinstimmung mit Werten vergleichbarer Lichtbögen [BOE79]. Sie liegen in der Größenordnung des optisch beobachtbaren Bogenradius von 20 mm.

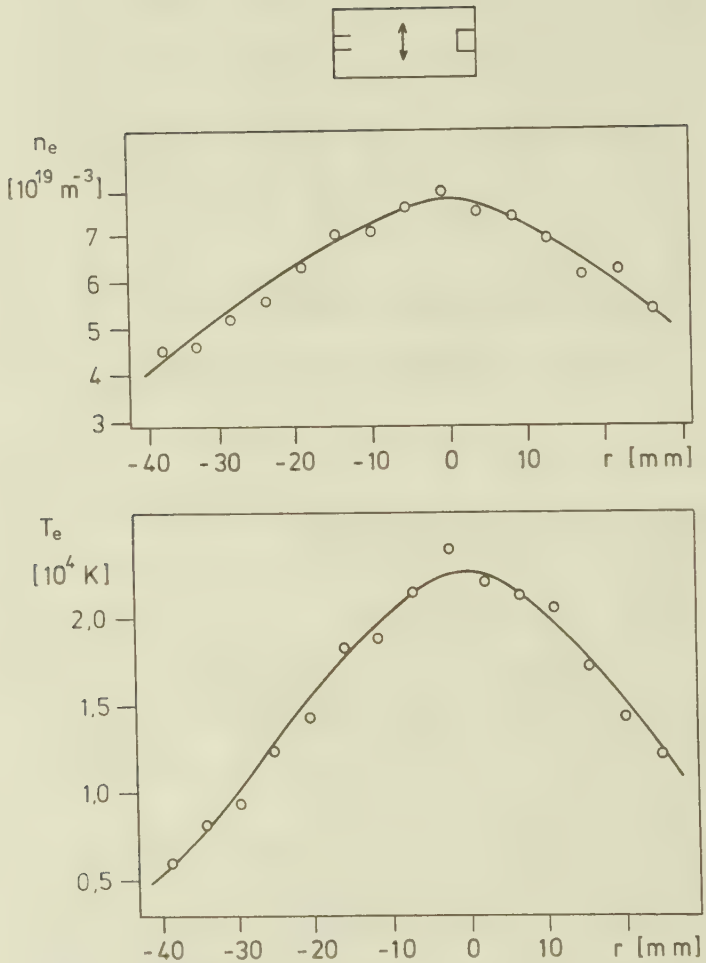

Abb. 3.7 : Radiales Profil der Elektronendaten in der axialen Mitte

Während der Durchfluß durch die Kathode in einem Bereich von 0,65 bis 2,5 10^{-6} m^3 NTP/s die Elektronendaten nicht ändert, zeigt die Abb. 3.8 die Abhängigkeit der Elektronenwerte für r = 0 vom Druck p im Entladungsgefäß, vom stabilisierenden Magnetfeld B und vom Entladungsstrom I. Mit steigendem Fülldruck wächst die Zahl der Stöße zwischen kalten Gasatomen und Ionen sowie zwischen Ionen und Elektronen an und führt zu einer Abkühlung der Elektronen, was auch aus spektroskopischen Messungen am Argonhohlkathodenbogen in Eindhoven bekannt ist [SIJ73]. Gleichzeitig wird durch die angestiegene Neutralteilchendichte die Ionisationsrate sowie die radiale Diffusion mit sinkender Elektronentemperatur fallen [DEL74], so daß die Elektronendichte auf der Bogenachse schwach ansteigt, wenngleich der Ionisierungsgrad abnimmt [SIJ73]. In einer Hohlkathodenentladung, die mit Xenon bis zu einem Fülldruck von 7 kPa betrieben wurde, wurde dieser leichte Anstieg der Elektronendichte mit dem Druck spektroskopisch gleichfalls beobachtet [GRD78].

Wird das axiale Magnetfeld erhöht, so ist der Teilchentransport senkrecht zum Magnetfeld erschwert, was insgesamt einen besseren Einschluß der Ladungsträger bewirkt und so zu einer deutlichen Zunahme der Elektronendichte auf der Bogenachse führt. Das ist an einer ähnlichen Hohlkathodenentladung am Massachusetts Institute of Technology mit Magnetfeldern bis zu 0,07 T durch Thomson-Streuung ebenfalls festgestellt worden [GER66]. Weiterhin folgt aus dem verringerten Radialtransport eine schmalere Breite des Radialprofils, was durch spektroskopische Messungen [SIJ72b] und durch Sondenmessungen [BOE79] bestätigt wird. Da bei höheren Magnetfeldern der radiale Energietransport über Wärmeleitungsprozesse abnimmt, steigt die Temperatur der Elektronen auf der Bogenachse an, was für magnetisierte Lichtbögen schon lange bekannt ist [MAH64].

Ein höherer Entladungsstrom, der zu einer verstärkten Einkopplung elektrischer Energie in das Plasma führt, ermöglicht eine größere Energie-

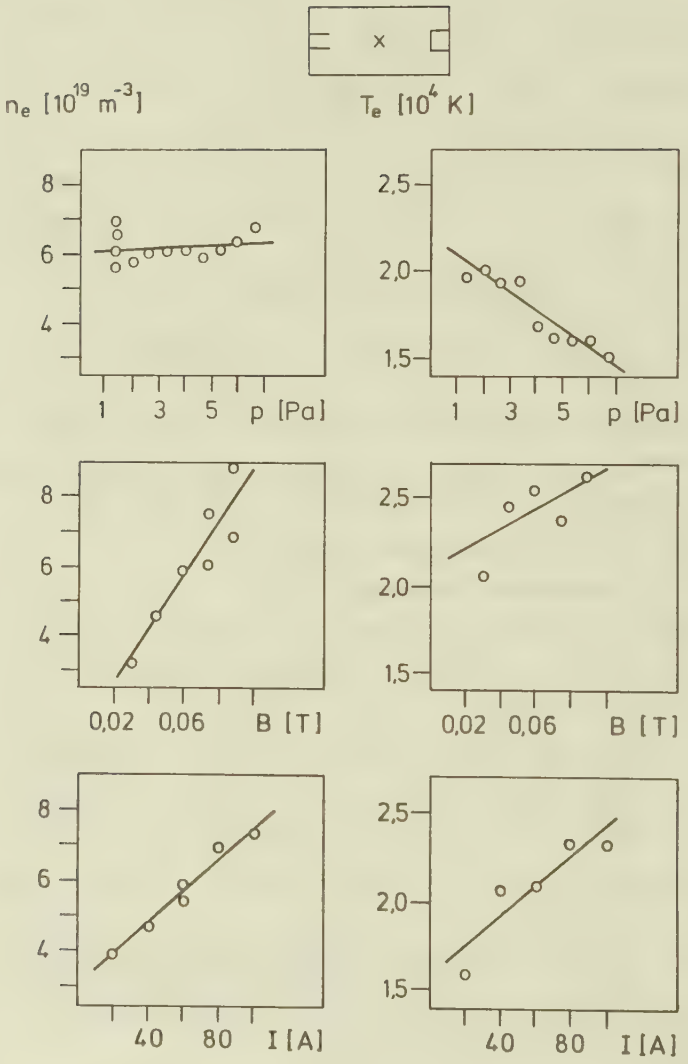

Abb. 3.8 : Abhängigkeit der Elektronendaten von den Entladungsparametern

aufnahme der Elektronen im Entladungskanal, so daß die Temperatur der Elektronen anwächst; infolgedessen steigt auch die Ionisationsrate und damit die Elektronendichte an. Dies stimmt überein mit Thomson-Messungen an Hohlkathodenbögen in Argon, wo der Verlauf der Elektronendichte bis 70 A verfolgt wurde [GER66], und an einem Helium-Niederdruckbogen vom Hohlkathodentyp [KOH75]. Bei letzterem zeigte sich wie hier (s. Abb. 3.8) der Anstieg der Elektronentemperatur mit dem Entladungsstrom. Für Atmosphärenbögen in Helium, Neon, Krypton und Argon ist ebenfalls ein Anstieg der Elektronendichte und -temperatur mit dem Entladungsstrom experimentell aus Linienintensitätsmessungen und theoretisch aus der Lösung der Energiebilanz ermittelt worden [UHL71]. Ferner bläht sich der Bogen bei einem höheren Entladungsstrom auf, was in den Halbwertsbreiten nachweisbar ist und ebenso in freibrennenden Bögen beobachtet werden konnte [NOV79].

3.4.2. *Ergebnisse vor der Anode*

Um den Einfluß der Anode auf das Lichtbogenplasma zu studieren, wurden in einem Abstand von 70 bis 5 mm vor der Anodenoberfläche Thomson-Streulichtmessungen zur Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur durchgeführt. Der Maximalabstand ist durch die Anodenverstellbarkeit festgelegt, während der Minimalabstand durch das starke Ansteigen des Falschlichtes begrenzt ist.

Die Abb. 3.9 zeigt das radiale Verhalten der Elektronendichte und -temperatur in einem Abstand von 30 mm vor der Anodenoberfläche bei Standardbedingungen ($Q=2{,}5\ 10^{-6}$ m^3 NTP/s; p=1,33 Pa=10 mTorr; B=0,074 T; I=60 A). Das Radialprofil der Elektronentemperatur zeigt einen sehr flachen Verlauf; es läßt sich durch ein Gauß-Profil mit einer halben 1/e-Breite von 50 mm approximieren. Dagegen gleicht das Dichteprofil

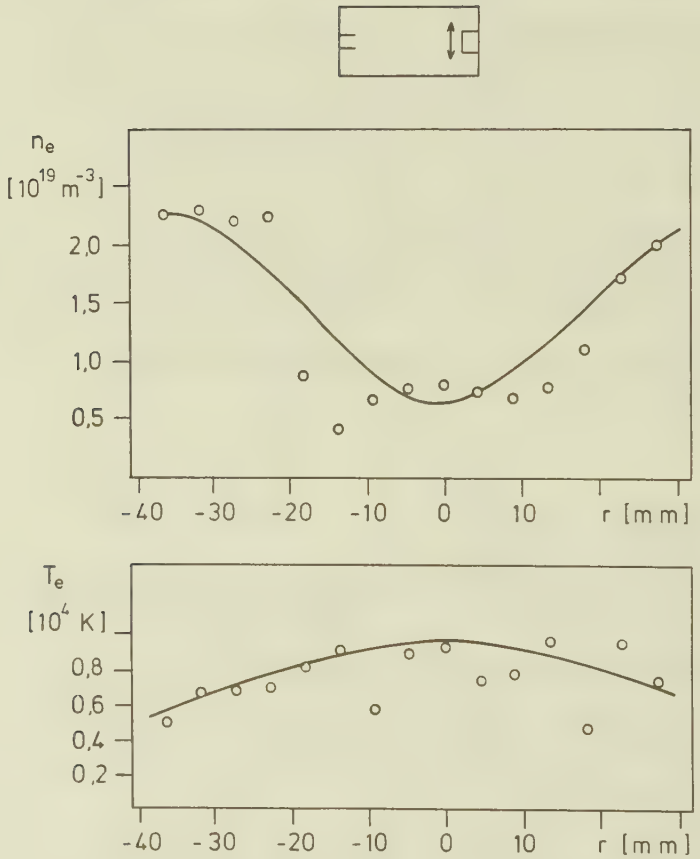

Abb. 3.9 : Radiales Profil der Elektronendaten 30 mm vor der Anode

einem Hohlprofil, das in guter Näherung als Summe zweier identischer Gauß-Profile von je 25 mm Breite dargestellt werden kann, deren Maxima 70 mm voneinander entfernt sind. Auf der Bogenachse beträgt die Elektronentemperatur 6800 K und die Elektronendichte $0{,}66\ 10^{19}\ m^{-3}$. Der Abfall der Achswerte gegenüber den Werten in der axialen Mitte beträgt bei der Temperatur einen Faktor 3 und bei der Dichte einen Faktor 8 , d.h. die Elektronen werden in der Bogensäule stark verdünnt und abgekühlt; auch im Eindhovener Hohlkathodenbogen wurde eine Abnahme der Elektronendichte und -temperatur zwischen der axialen Mitte und der Anode durch Thomson-Messungen festgestellt [SCH83] . Dieses Phänomen war schon früher beobachtet worden [BOE79]; allerdings zeigte sich dort lediglich ein Aufweiten des Dichteprofils und kein Hohlprofil wie bei LINEX. Dieses Hohlprofil läßt sich gemäß der Sondentheorie [NIY73, BAR74] als Auswirkung des axialen Magnetfeldes auf die Elektronen deuten : In axialer Richtung werden die Elektronen von der Anode wie von einer stromführenden Sonde positiven Potentials angezogen, so daß der Entladungskanal vor der Anode an negativen Ladungsträgern verarmt. Wegen des radialen Einschlusses des Plasmas durch das axiale Magnetfeld ist eine Auffüllung mit Elektronen aus radialer Richtung nicht möglich. Aus axialer Richtung kann das Elektronendefizit nur bei so starkem Durchfluß durch die Hohlkathode ausgeglichen werden wie im Eindhovener Experiment ($Q = 10^{-5}\ m^3$ NTP/s); dann ist der Anodenbereich kathodendominiert[SAN84]. Bei LINEX ist dagegen der Durchfluß durch die Kathode zu klein ($Q = 2{,}5\ 10^{-6}\ m^3$ NTP/s), als daß ein Hohlprofil verhindert werden könnte; dann tritt ein anodendominierter Bereich auf. Insbesondere haben Experimente an LINEX mit einer zusätzlichen Gaszufuhr durch eine etwas modifizierte Anode das Hohlprofil der Elektronendichte nicht auffüllen können.

Der Achswert der Elektronendichte erweist sich als relativ unempfindlich gegen alle von außen einstellbaren Entladungsparameter. Mit höherem

Druck, Magnetfeld oder Strom ist zwar ein Anstieg der Dichte verknüpft allerdings von wesentlich geringerer Größe als in der Bogensäule. Dagegen fällt der Achswert der Elektronentemperatur sowohl mit steigendem Durchfluß als auch höherem Entladungsstrom; letzteres ergab sich auch aus Sondenmessungen an einem Atmosphärenbogen, der im anodendominierten Bereich arbeitet [SAN84]. Ein Anstieg im Druck führt zu einer Erhöhung der Temperatur auf der Achse. Ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Elektronentemperatur läßt sich vor der Anode nicht feststellen.

Für den axialen Verlauf der Elektronentemperatur wurde bei Annäherung an die Anodenoberfläche in Übereinstimmung mit anderen Autoren [DIM80, SAN84] ein Abfall beobachtet ; dagegen zeigte sich keine signifikante Änderung der Elektronendichte. Dementsprechend muß der Übergang zu den Werten der axialen Mitte erst in größerer Entfernung von der Anode erfolgen.

3.5. *Fehlerbetrachtung*

Systematische Fehler, bedingt durch die Reproduzierbarkeit und Stabilität des Plasmazustandes, sind vernachlässigbar klein. Indem die Registrierung des Multipliersignals auf die Pulsdauer des Diskriminators beschränkt wird, ist das Signal-Rausch-Verhältnis ungefähr 1000 , so daß insbesondere das Plasmaleuchten vernachlässigt werden kann [EVA69]. Eine Aufheizung des Plasmas durch den gepulsten Hochleistungslaser über inverse Bremsstrahlung [KUN65] braucht in diesem Aufbau ebenfalls nicht berücksichtigt zu werden. Insgesamt sind die systematischen Fehler klein gegen die statistischen Fehler, die im folgenden abgeschätzt werden. Der relative Fehler in der Elektronendichte $\delta n_e/n_e$ ist nach (3.3.13) gegeben durch

$$(3.5.1) \qquad \frac{\delta n_e}{n_e} = \frac{\delta n_R}{n_R} + \frac{\delta R_{o,A}}{R_{o,A}} + \frac{\delta \Delta\lambda_A}{\Delta\lambda_A} + \frac{\delta T_{o,A}}{T_{o,A}} + \frac{\delta \Delta\lambda_{T,A}}{\Delta\lambda_{T,A}} \quad .$$

Im einzelnen betragen die relativen Fehler :

1% für n_R aus der Druckbestimmung im Rayleigh-Experiment,

2% für $R_{o,A}$ aus der Schwankung der Rayleigh-Messwerte,

3% für $\Delta\lambda_A$ aus der Kalibrierung des Interferenzfilters sowie

2% für $T_{o,A}$ und

4% für $\Delta\lambda_{T,A}$ aus der Schwankung der Thomson-Messwerte.

Insgesamt ergibt sich ein relativer Fehler von 12% für die Elektronendichte in Übereinstimmung mit der Streuung von 11% aus 11 Messungen.

Der relative Fehler in der Elektronentemperatur $\delta T_e/T_e$ ergibt sich aus (3.3.8) zu

$$(3.5.2) \qquad \frac{\delta T_e}{T_e} = 2 \left(\frac{\delta \Delta\lambda_{T,A}}{\Delta\lambda_{T,A}} + \frac{\delta \Delta\lambda_A}{\Delta\lambda_A} \right) .$$

Aus den oben genannten relativen Fehlern für die Halbwertsbreiten folgt ein relativer Fehler von 14% für die Elektronentemperatur, was mit der Streuung von 14% aus 18 Messungen übereinstimmt.

4. *Doppler-Spektroskopie*

Zur Untersuchung des Nichtgleichgewichtszustandes des Niederdruckplasmas werden außer den durch Thomson-Streulichtmessungen bestimmten Elektronendaten (s. Kapitel 3) noch die Daten der neutralen Argonatome und der einfach ionisierten Argonionen benötigt.

Dazu wird spektroskopisch der Doppler-Effekt an der Linienstrahlung des Plasmas mit hochauflösenden Interferometern gemessen [BOE79, POT79, TIM81, HIR81a]. Gegenüber Streulichtmethoden hat dieses Verfahren den Nachteil, keine lokalen Größen zu liefern, da die Meßwerte über den Sehstrahl integriert aufgenommen sind und jeweils durch ein Inversionsverfahren auf lokale Größen zurückgerechnet werden müssen. Es bietet jedoch den Vorzug, auf einfache und schnelle Weise die gesuchten Daten abschätzen zu können. In der Astrophysik hat sich die Doppler-Spektroskopie als Standardverfahren zur Bestimmung der Geschwindigkeit von Himmelskörpern bewährt [UNS68].

4.1. *Theoretische Behandlung der Doppler-Spektroskopie*

4.1.1. *Grundlagen der Doppler-Spektroskopie*

Beim longitudinalen Doppler-Effekt ergibt sich die Verschiebung $\Delta\lambda_o$ des spektralen Maximums λ_{max} einer mit der Geschwindigkeit $v << c$ bewegten Lichtquelle aus der Gleichung [WIE65, TRA68, BER74]

$$(\lambda_{max} - \lambda_o) / \lambda_o = \Delta\lambda_o / \lambda_o = v / c \qquad (4.1.1)$$

mit $\lambda_o = \lambda_{max}(v=0)$.

Im Fall einer azimutalen Bewegung

(4.1.2) $v_\theta = x \Omega$

mit Rotationsfrequenz Ω der Quelle um ein Zentrum im Abstand x gilt für die Doppler-Verschiebung :

(4.1.3) $\Delta\lambda_o / \lambda_o = \Omega x / c$;

folglich läßt sich die Rotationsfrequenz in linearer Weise aus der Doppler-Verschiebung ablesen [ISL83] :

(4.1.4) $\Omega = \Delta\lambda_o \, c / \lambda_o \, x$.

Im Fall der thermischen Bewegung vieler emittierender Teilchen der Temperatur T überlagern sich die statistisch verteilten Doppler-Verschiebungen $\Delta\lambda_o$ der einzelnen Quellen zu einem Spektrallinienprofil

(4.1.5) $p(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,\Delta\lambda_D} \exp(-(\lambda - \lambda_{max})^2 / \Delta\lambda_D^2)$

mit der spektralen Doppler-Breite

(4.1.6) $\Delta\lambda_D = \lambda_o \, v_{th} / c$,

die mit der thermischen Geschwindigkeit

(4.1.7) $v_{th} = \sqrt{2 \, k_B \, T / m}$

verknüpft ist. Diese Verbreiterung der Spektrallinien wurde bereits 1889 von Lord Rayleigh erklärt [BRE81]. Aus der Breite des Gauß-Profils (4.1.5) läßt sich direkt die Temperatur der Teilchensorte entnehmen [ODA82] :

(4.1.8) $k_B \, T = \frac{m \, c^2}{2} \, (\Delta\lambda_D / \lambda_o)^2$.

Das Linienprofil weicht jedoch von der Gauß-Glocke (4.1.5) ab, falls die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der Emitter gestört ist [HAC78, FLO81, SOU82] oder falls weitere Verbreiterungseffekte im Plasma wirksam werden.

4.1.2. *Notwendigkeit einer verallgemeinerten Abel-Inversion*

Durch die integrale Messung des Plasmaleuchtens längs der Sichtlinie werden Beiträge unterschiedlicher Plasmaschichten summiert (s. Abb. 4.1).

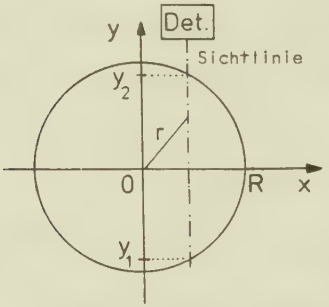

Abb. 4.1 :
Geometrie bei der
Doppler-Spektroskopie

Genauer wird der Zusammenhang zwischen der Intensität $I(x,\lambda)$ am Detektor und dem spektralen Emissionsvermögen $\varepsilon(x,y,\lambda)$ des Plasmas durch die folgende Gleichung beschrieben :

$$(4.1.9) \qquad I(x,\lambda) = \int_{y_1}^{y_2} dy\, \varepsilon(x,y,\lambda) = \int_{x}^{R} \frac{2\, r\, dr}{\sqrt{r^2-x^2}}\, \varepsilon(x,r,\lambda) \quad .$$

Für ein rotationssymmetrisches Plasma ist das Emissionsvermögen auf konzentrischen Kreisen um den Nullpunkt konstant,

$$(4.1.10) \qquad \varepsilon(x,r,\lambda) = \varepsilon_o(r,\lambda) \quad ,$$

und (4.1.9) läßt sich vereinfachen zu

$$(4.1.11) \qquad I(x,\lambda) = \int_{x}^{R} \frac{2\, r\, dr}{\sqrt{r^2-x^2}}\, \varepsilon_o(r,\lambda) = I_o(x,\lambda) \quad .$$

Diese Abel-Integralgleichung mit Kern ε_o hat die Lösung [LOC68, PR082]

$$\varepsilon_o(r,\lambda) = -\frac{1}{\pi}\int_r^R \frac{dx}{\sqrt{x^2-r^2}}\,\frac{\partial I_o}{\partial x}(x,\lambda) \quad . \tag{4.1.12}$$

Numerisch läßt sich das Emissionsvermögen aus (4.1.11) berechnen, indem ε_o stückweise linearisiert und das entstehende Gleichungssystem rekursiv gelöst wird [GOR64].

Liegt jedoch eine Rotation des Plasmas vor, so werden die Spektralprofile gemäß (4.1.3) mit wachsender Entfernung von der Achse immer stärker verschoben (s. Abb. 4.2).

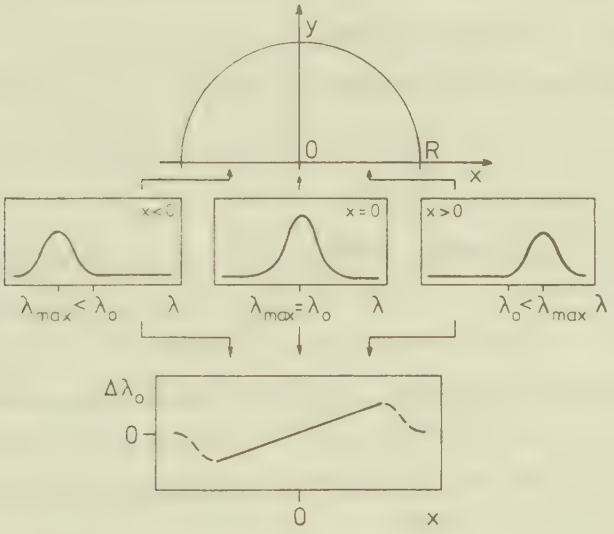

Abb. 4.2 : Doppler-Verschiebung der Spektralprofile

Deswegen ist das Emissionsvermögen nicht mehr auf konzentrischen Kreisen um den Nullpunkt konstant,und die Rotationssymmetrie geht verloren. Also muß in diesem Fall das übliche Auswertungsverfahren erweitert werden. Diese Verallgemeinerung ist in 4.1.3. und 4.1.4. beschrieben.

4.1.3. *Bestimmung der Temperatur*

Zur Bestimmung des radialen Verlaufs der Temperatur soll im folgenden die spektrale Symmetrie des Emissionsvermögens $\varepsilon(x,r,\lambda)$ vorausgesetzt werden : ε wird analog zu einem Gauß-Profil als gerade Funktion in

$$(4.1.13) \qquad \delta\lambda = \lambda - \lambda_{max} = \lambda - \lambda_o + \lambda_o - \lambda_{max} = \Delta\lambda - \Delta\lambda_o$$

angesetzt :

$$(4.1.14) \qquad \varepsilon(x,r,\delta\lambda) = \varepsilon(x,r,-\delta\lambda) \quad .$$

Dann ist seine erste λ-Ableitung $\varepsilon'(x,r,\lambda)$ ungerade in $\delta\lambda$:

$$(4.1.15) \qquad \varepsilon'(x,r,\delta\lambda) = -\varepsilon'(x,r,-\delta\lambda) \quad .$$

Für kleine Rotationsgeschwindigkeiten,

$$(4.1.16) \qquad \Omega\, x / c = \Delta\lambda_o / \lambda_o \ll \Delta\lambda_D / \lambda_o = \sqrt{2\, k_B\, T / m\, c^2} \qquad \text{bzw.}$$

$$(4.1.17) \qquad \Delta\lambda_o / \Delta\lambda_D = \Omega\, x / v_{th} \ll 1 \quad ,$$

kann das Emissionsvermögen außerdem mit Hilfe der Taylor-Formel linear entwickelt werden :

$$(4.1.18) \qquad \varepsilon(x,r,\delta\lambda) = \varepsilon_o(r,\Delta\lambda) - \Delta\lambda_o\, \varepsilon_o'(r,\Delta\lambda) \quad .$$

Der erste Term auf der rechten Seite gibt das rotationssymmetrische Emissionsvermögen ε_o (4.1.10) wieder, das bei λ_o zentriert ist; der zweite Anteil rührt von der Rotation her. Entsprechend folgt aus (4.1.9) in linearer Näherung für die Intensität :

$$(4.1.19) \qquad I(x,\delta\lambda) = I_o(x,\Delta\lambda) - \int_x^R \frac{2\, r\, dr}{\sqrt{r^2-x^2}}\, \frac{\Omega(r)\, x}{c}\, \lambda_o\, \varepsilon_o'(r,\Delta\lambda)$$

mit dem rotationssymmetrischen Anteil I_o aus (4.1.11). Unter Ausnutzung der Symmetrie von ε_o' läßt sich diese Gleichung zur Berechnung von I_o nutzen :

(4.1.20) $I_o(x,\Delta\lambda) = (I(x,\delta\lambda) + I(x,-\delta\lambda)) / 2$,

womit auch ε_o aus (4.1.12) bekannt ist. Die spektrale Breite $\Delta\lambda_D$ des Emissionsvermögens ε_o ergibt nun nach (4.1.8) direkt die Temperatur $T(r)$. Die Genauigkeit dieser verallgemeinerten Abel-Inversion wird durch den Fehler von 0,3% in der Entwicklung (4.1.18) nur unwesentlich beschränkt.

4.1.4. Bestimmung der Rotationsfrequenz

Zur Ermittelung des radialen Verlaufs der Rotationsfrequenz $\Omega(r)$ wird die Gleichung (4.1.19) als Abel-Integralgleichung

$$(4.1.21) \qquad (I(x,\delta\lambda)-I_o(x,\Delta\lambda))\, c/x\, \lambda_o = -\int_x^R \frac{2\, r\, dr}{\sqrt{r^2-x^2}}\ \Omega(r)\ \varepsilon_o'(r,\Delta\lambda)$$

mit Kern $\Omega\,\varepsilon_o'$ betrachtet, die sich nach dem üblichen Verfahren integrieren läßt :

$$(4.1.22) \qquad \Omega(r)\ \varepsilon_o'(r,\Delta\lambda) = \frac{1}{\pi}\frac{c}{\lambda_o}\int_r^R \frac{dx}{\sqrt{x^2-r^2}}\ \frac{\partial}{\partial x}\{(I(x,\delta\lambda)-I_o(x,\Delta\lambda))/x\} \quad .$$

Darin ist I die gemessene Intensität, aus der sich I_o mit (4.1.20) und ε_o' mit (4.1.12) berechnen lassen, so daß für die Rotationsfrequenz folgt :

$$(4.1.23) \qquad \Omega(r) = \frac{1}{\pi}\frac{c}{\lambda_o\ \varepsilon_o'(r,\Delta\lambda)}\int_r^R \frac{dx}{\sqrt{x^2-r^2}}\ \frac{\partial}{\partial x}\{(I(x,\delta\lambda)-I_o(x,\Delta\lambda))/x\} \quad .$$

Wegen der kleinen Differenz zweier vergleichbar großer Zahlen, nämlich I und I_o, und deren Differentation ist dieses Ergebnis allerdings mit einem großen Fehler behaftet.

Im folgenden wird stattdessen eine Methode entwickelt, die direkt von

den integralen Beobachtungswerten $\overline{\lambda}_{max}(x)$ und $\Omega(x)$ ausgeht :

$$(4.1.24) \qquad (\overline{\lambda}_{max} - \lambda_o) / \lambda_o = \Delta\overline{\lambda}_o / \lambda_o = \Omega(x)\, x / c \ .$$

Dabei wird das Emissionsvermögen $\varepsilon(x,r,\delta\lambda)$ als bei λ_{max} zentriertes Gauß-Profil der Breite $\Delta\lambda_D$ angenommen, was gut mit den Ionen-Meßwerten übereinstimmt. Dann liefert die Bedingung

$$(4.1.25) \qquad 0 = \frac{\partial I}{\partial \lambda} (x,\overline{\lambda}_{max})$$

an ein spektrales Maximum des verschobenen Intensitätsprofils $I(x,\lambda)$ aus (4.1.9) mit den Doppler-Beziehungen (4.1.3), (4.1.8) und (4.1.24) die Gleichung

$$(4.1.26) \qquad 0 = \int_x^R \frac{2\, r\, dr}{\sqrt{r^2-x^2}} \frac{\varepsilon(x,r,\overline{\lambda}_{max})}{T(r)} (\Omega(r) - \Omega(x)) \ .$$

Mit der Näherung (4.1.17) für kleine Rotationsfrequenzen ist in erster Ordnung sogar die Substitution

$$(4.1.27) \qquad \varepsilon(x,r,\overline{\lambda}_{max}) = \varepsilon_o(r,\lambda_o)$$

zulässig, so daß sich die Rotationsfrequenzen $\Omega(r)$ und $\Omega(x)$ separieren lassen :

$$(4.1.28) \qquad \int_x^R \frac{2\, r\, dr}{\sqrt{r^2-x^2}} \frac{\varepsilon_o(r,\lambda_o)}{T(r)} \Omega(r) = \Omega(x) \int_x^R \frac{2\, r\, dr}{\sqrt{r^2-x^2}} \frac{\varepsilon_o(r,\lambda_o)}{T(r)} \ .$$

Da die Temperatur über den Plasmadurchmesser um weniger als 5% variiert (vgl. Abb. 4.5 und Abb. 4.7), hebt sich ihr Einfluß in (4.1.28) auf, und es folgt

$$(4.1.29) \qquad \int_x^R \frac{2\, r\, dr}{\sqrt{r^2-x^2}} \varepsilon_o(r,\lambda_o)\, \Omega(r) = \Omega(x) \int_x^R \frac{2\, r\, dr}{\sqrt{r^2-x^2}} \varepsilon_o(r,\lambda_o) = \Omega(x)\, I_o(x,\lambda_o) \ .$$

Diese Abel-Integralgleichung mit Kern $\varepsilon_o \Omega$ liefert nach Integration das Ergebnis

$$(4.1.30) \qquad \Omega(r) = \frac{-1/\pi}{\varepsilon_o(r,\lambda_o)} \int_r^R \frac{dx}{\sqrt{x^2-r^2}} \frac{\partial}{\partial x}\left(\Omega(x)\, I_o(x,\lambda_o)\right) .$$

Darin ergibt die über den Sehstrahl integrierte Messung direkt $\Omega(x)$ und die Intensität I, woraus I_o durch die Mittelung (4.1.20) und ε_o durch deren Abel-Inversion (4.1.12) berechnet werden.

4.2. *Aufbau des spektroskopischen Experimentes*

Der Aufbau für die Doppler-Spektroskopie ist in Abb. 4.3 schematisch dargestellt. Damit werden Temperatur und Rotationsfrequenz der Neutralteilchen und Ionen in Abhängigkeit vom Ort und der von außen einstellbaren Entladungsbedingungen bestimmt. Das Plasmaleuchten wird hierbei mit Hilfe eines drehbaren Quarzwürfels radial analysiert, während zur spektralen Auflösung ein grobzerlegender Monochromator sowie ein hochauflösendes Fabry-Perot-Interferometer FPI dienen [BOU71]. Die so beobachtete Linienstrahlung wird von einem empfindlichen Photomultiplier PM detektiert und durch einen Analog-Digital-Wandler ADC im CAMAC-System verarbeitet, welches gleichzeitig die Steuerung der Messung übernimmt.

4.2.1. *Auswahl der Argonlinien*

Absolutspektroskopische Messungen an LINEX haben gezeigt, daß die Linien des neutralen Argons im gelben und roten Spektralbereich, die des einfach

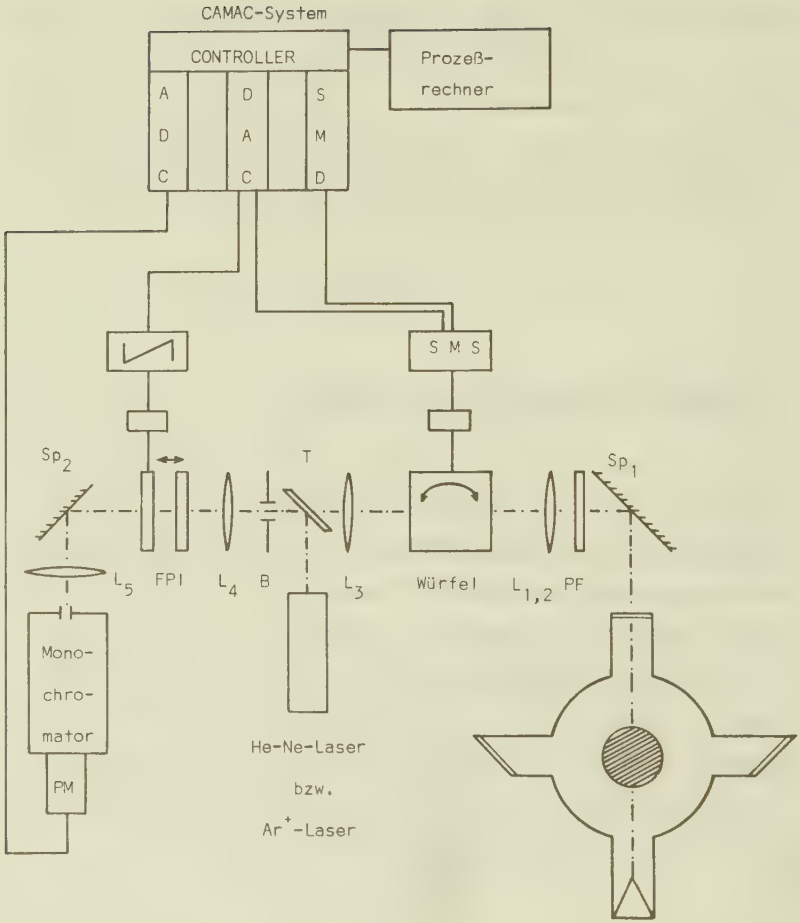

Abb. 4.3 : Aufbau des spektroskopischen Experimentes

ionisierten Argons im blauen und grünen Teil des Spektrums und die des zweifach ionisierten Argons im Ultravioletten am stärksten angeregt sind. In Tabelle 4.1 sind die in LINEX beobachtbaren ArI-Linien zwischen 550 und 650 nm und ArII-Linien zwischen 450 und 550 nm zusammengestellt, die mit den verfügbaren Spiegelsätzen des Fabry-Perot-Interferometers analysiert werden können. Gleichzeitig sind die statistischen Gewichte g_i und g_k für oberes und unteres Niveau sowie die Linienstärke [RIC68] angegeben [WIE69]. Am geeignetsten für die Doppler-Spektroskopie sind solche lichtstarken Linien, die möglichst wenige π-Komponenten im Zeeman-Spektrum aufweisen, damit zur Linienbreite hauptsächlich die thermische Bewegung und nicht auch die Zeeman-Aufspaltung beiträgt.

ArI				ArII			
λ [nm]	g_i	g_k	Linienstärke [a.u.]	λ [nm]	g_i	g_k	Linienstärke [a.u.]
555,870	3	5	0,63	454,505	4	4	7,66
560,673	3	3	0,60	457,935	2	2	7,8
565,070	3	1	0,297	458,990	4	6	23,5
573,952	3	5	0,43	460,956	6	8	35,2
588,858	7	5	0,68	472,686	4	4	10,4
603,213	7	9	2,40	473,591	6	4	12,2
604,322	5	7	1,17	476,486	2	4	12,3
610,564	3	5	0,71	480,602	6	6	26,0
614,544	5	7	0,63	487,986	4	6	26,8
617,310	3	5	0,406				

Tabelle 4.1 : Spektrallinien des neutralen und einfach ionisierten Argons [WIE69]

Da diejenigen ArI-Linien, die wegen $g_k = 1$ nur eine π-Komponente im Zeeman-Spektrum besitzen, relativ lichtschwach sind (z.B. 565,1 nm), wird die intensivere ArI-Linie $\lambda_I = 560{,}7$ nm gewählt, die drei π-Komponenten aufweist. Durch einen Vergleich der Linien 560,7 nm und 565,1 nm konnte außerdem nachgewiesen werden, daß sich die Zeeman-Aufspaltung selbst bei dem maximal einstellbaren Magnetfeldwert nicht in der Profilbreite bemerkbar macht. Allerdings muß bei der vorliegenden Elektronendichte eine Stark-Verbreiterung von 1,1 pm zusätzlich zur Apparatebreite im Lorentz-Anteil berücksichtigt werden.

Unter den lichtstarken ArII-Linien wurde die Linie $\lambda_{II} = 480{,}6$ nm ausgewählt, die wegen gleicher Landé-Faktoren von unterem und oberem Niveau [BEZ40] nur eine π-Komponente im Zeeman-Spektrum besitzt. Eine Absorption der Linien kann wegen kleiner optischer Dicken vernachlässigt werden.

4.2.2. *Optischer Aufbau*

Die Linienstrahlung des Plasmas wird über einen Umlenkspiegel Sp_1 von dem Linsensystem $L_{1,2}$ ($f_1 = 0{,}3$ m, $f_2 = 0{,}2$ m) in einen Quarzwürfel von 40 mm Kantenlänge abgebildet. Ein Polarisationsfilter PF dient dabei zur Unterdrückung der σ-Komponenten der Linien. Der Würfel wird von der Linse L_3 ($f_3 = 0{,}075$ m) auf die Eintrittsblende B des Spektralsystems abgebildet, die im Brennpunkt der Linse L_4 ($f_4 = 0{,}12$ m) steht. So werden das hochauflösende Fabry-Perot-Interferometer FPI und auch der Umlenkspiegel Sp_2 von Licht geringer Divergenz bestrahlt, das durch die Linse L_5 ($f_5 = 0{,}45$ m) auf den Eintrittsspalt des grobzerlegenden Monochromators fokussiert wird. Hinter dem Austrittsspalt des Monochromators befindet sich ein empfindlicher Photomultiplier PM vom Typ RCA 7265, der die Linienintensitäten in elektrische Signale umsetzt. - Über eine Teilerplatte T läßt sich wahlweise ein He-Ne-Laser oder ein Einmoden-Ar^+-Laser zur Optimierung und Bestimmung der Interferometerdaten einblenden. Die

Finesse des Interferometers hat den Wert 70, und bei einem Plattenabstand von 7,6 mm umfaßt der freie spektrale Bereich 20 pm (λ_I) bzw. 15 pm (λ_{II}). Das entspricht einer Apparatebreite des Interferometers von 0,3 pm (λ_I) bzw. 0,2 pm (λ_{II}), die wesentlich geringer ist als die des Monochromators von 0,3 nm bei einer Spaltbreite von 100 µm.

4.2.3. Meßwerterfassung und Steuerung

Das Leuchten des Plasmas wird durch einen Photomultiplier aufgenommen, dessen Ausgangsspannung durch einen 12Bit-Analog-Digital-Wandler ADC mit 1 MΩ-Eingangswiderstand mit einer Auflösung von etwa 5 mV registriert wird. An jedem Orts-Wellenlängen-Punkt wird ein Mittelwert aus 100 solchen Messungen berechnet und auf einer Magnetplatte des Prozeßrechners gespeichert.

Dann wird die Piezo-Steuerung der Fabry-Perot-Spiegel vom ersten Kanal des 12Bit-Digital-Analog-Wandlers DAC des CAMAC-Systems angesprochen. An einem festen Raumpunkt wird der doppelte freie spektrale Bereich des Interferometers von typisch 40 pm mittels einer Sägezahnspannung mit einem Raster von 101 Punkten abgetastet, angepaßt an die Apparatebreite von etwa 0,3 pm . Die Auflösung des Spektralvorschubs beträgt 0,08 pm.

Die radiale Untersuchung erfolgt durch Drehen des Quarzwürfels mit Hilfe der externen Schrittmotorsteuerung SMS. Deren Ansteuerung erfordert Pulse des Moduls der Schrittmotorsteuerung SMD im CAMAC-System sowie zusätzlich Pulse des zweiten Kanals des Digital-Analog-Wandlers DAC für die Drehrichtung des Würfels. In einem Bereich von 76 mm im Plasma können auf diese Weise 20 Radialpunkte mit einer Auflösung von 4 mm vermessen werden.

Die Aufnahme des vollständigen Orts-Wellenlängen-Feldes mit typisch 20 Radial- und je 101 Spektralmeßpunkten dauert etwa 10 Minuten. Die Kenngrößen für die Doppler-Spektroskopie an LINEX sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt.

Argonlinien	λ_I = 560,7 nm	λ_{II} = 480,6 nm
Radiale Analyse	Drehen des Würfels	
Drehwinkel (Auflösung)	34^o ($1,8^o \hat{=}$ 4 mm im Plasma)	
Spektrale Analyse	Verschieben der Fabry-Perot-Spiegel	
Fahrstrecke (Auflösung)	40 pm (0,08 pm)	
Plattenabstand	7,6 mm	
Freier spektraler Bereich	20 pm (λ_I)	15 pm (λ_{II})
Finesse	70 (λ_I)	70 (λ_{II})
Apparatebreite	0,3 pm (λ_I)	0,2 pm (λ_{II})

Tabelle 4.2 : Kenngrößen für die Doppler-Spektroskopie

4.3. *Meßprofile und ihre Auswertung*

Mit dem in 4.2. beschriebenen Versuchsaufbau wurden spektrale Meßprofile in der axialen Mitte der Entladung aufgenommen; zwei typische Spektren für $x = 0$ und $x = 24$ mm zeigt Abb. 4.4 . Zu erkennen ist die mit der Entfernung von der Achse abnehmende Intensität und die Verschiebung der Profile bei unveränderter Profilbreite.

Die gemessenen Spektralprofile sind nicht die gesuchten, gaußförmigen Intensitätsprofile $I(x,\lambda)$, sondern Voigt-Profile. Diese entstehen durch die Faltung der Gauß-Profile mit dem Apparateprofil des Fabry-Perot-Interferometers, das in guter Näherung ein Lorentz-Profil ist. Nach der Entfaltung der Meßprofile wird das Intensitätsprofil $I(x,\lambda)$ gemäß (4.1.20)

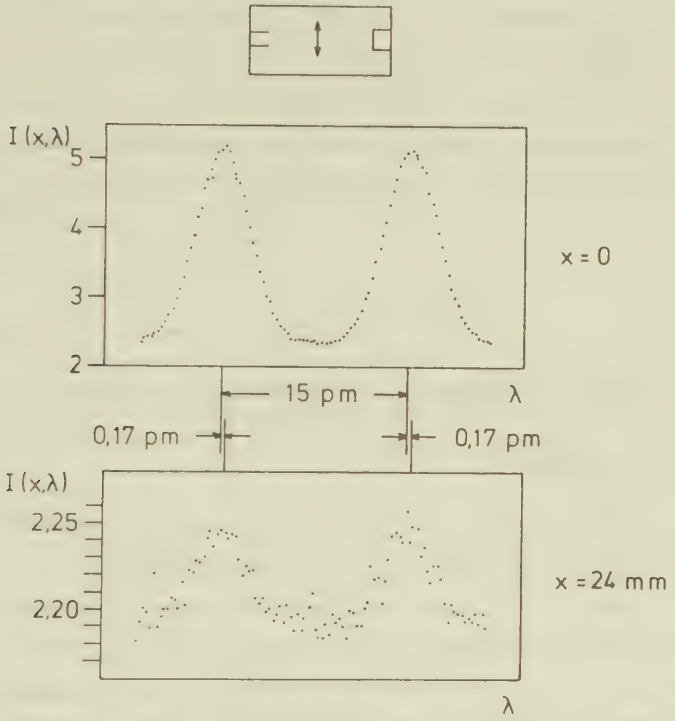

Abb. 4.4 : Gemessene Spektralprofile bei λ_{II} = 480,6 nm

symmetrisiert und die Abel-Inversion (4.1.12) durchgeführt, so daß die Temperatur $T(r)$ aus der spektralen Breite $\Delta\lambda_D$ des Emissionsvermögens $\varepsilon_o(r,\lambda)$ gemäß (4.1.8) berechnet werden kann. Mit der verallgemeinerten Methode aus 4.1.4. kann dann aus der spektralen Verschiebung $\Delta\overline{\lambda}_o(x)$ die Rotationsfrequenz $\Omega(r)$ durch eine weitere Abel-Inversion berechnet werden.

Für Argonlinien bei λ_o = 500 nm beträgt die Doppler-Breite maximal $\Delta\lambda_D$ = 3,5 pm, was einer Temperatur T = 10000 K entspricht; der Wert der

spektralen Verschiebung ist maximal $\Delta\bar{\lambda}_o$ = 0,2 pm entsprechend einer Rotationsgeschwindigkeit v_θ = 100 m/s . Die spektrale Auflösung von 0,08 pm bedingt ein Geschwindigkeitsauflösung von 50 m/s . Die Rotation des Plasmas in LINEX liegt also an der Grenze der Auflösbarkeit der Meßapparatur; ihr Wert ist dementsprechend mit Fehlern behaftet.

4.4. *Diskussion der spektroskopischen Messungen in der axialen Mitte*

4.4.1. *Neutralteilchen*

Die spektrale Untersuchung der ArI-Linie λ_1 = 560,7 nm ermöglichte die Bestimmung der Temperatur T_n der neutralen Argonatome. Eine Verschiebung der Spektralprofile konnte nicht beobachtet werden; die Rotationsgeschwindigkeit der Neutralteilchen beträgt also weniger als 50 m/s. Dieses Ergebnis war nach Messungen an der Eindhovener Hohlkathodenentladung zu erwarten, die ein Verhältnis $v_{i\theta}/v_{n\theta}$ = 10 ergaben [TIM81, SCH83].

Das radiale Verhalten der Neutralteilchentemperatur zeigt Abb. 4.5. Bei Standardbedingungen (Q = 2,1 10^{-7} m^3 NTP/s; p = 1,33 Pa = 10 mTorr; B = 0,088 T; I = 80 A) beträgt die halbe 1/e-Breite des Profils 85 mm, dementsprechend variiert die Temperatur innerhalb des Bogenkanals von 40 mm Durchmesser um weniger als 5 %. Solche flachen Radialprofile haben auch andere Autoren [BOE79, TIM81] festgestellt. Der Maximalwert T_{no} = 6600 K wird auf der Bogenachse angenommen und entspricht etwa der halben Elektronentemperatur.

Die Abhängigkeit der Neutralteilchentemperatur von den Entladungsparametern Druck, Magnetfeld und Strom ist in Abb. 4.6 dargestellt. Eine Änderung von T_n mit dem Gasdurchfluß durch die Hohlkathode konnte in einem Bereich von

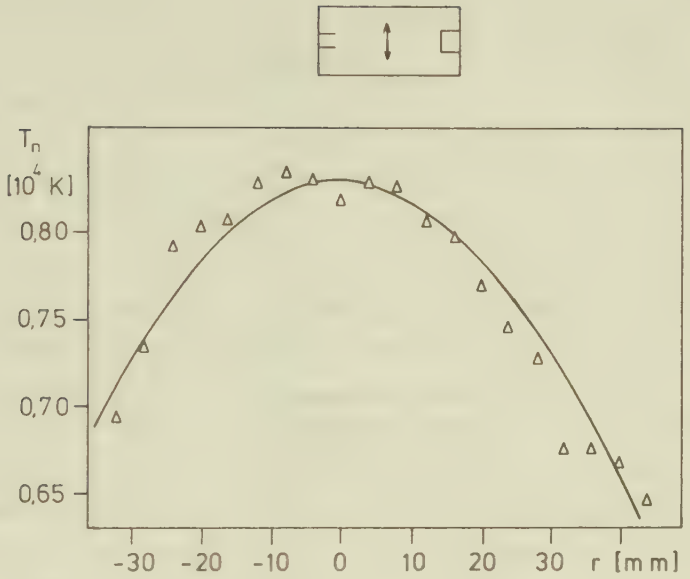

Abb. 4.5 : Radiales Profil der Neutralteilchentemperatur in der axialen Mitte

1,5 bis 13 10^{-7} m^3 NTP/s nicht beobachtet werden. Wird dagegen der Fülldruck erhöht, so nimmt die Dichte der Neutralteilchen und damit die Stoßfrequenz mit den Ionen zu. Dadurch erhalten die Neutralteilchen mehr Energie von den Ladungsträgern, so daß die Temperatur T_n leicht ansteigen kann. Bei [SIJ73] ist die Temperatur der Neutralteilchen unabhängig vom Druck.

Ein besserer radialer Einschluß der Ladungsträger durch ein erhöhtes magnetisches Feld (vgl. Abb. 3.7) führt wegen häufigerer Elektron-Ion- und Ion-Neutralteilchen-Stöße wiederum zu etwas heißeren Neutralteilchen, bestätigt durch die Untersuchungen von [SIJ71] an der Ar I-Linie 420,1 nm. Laufzeitmessungen an einem anderen Hohlkathodenbogen in Argon zeigten keine Variation mit dem Magnetfeld [THE82].

Die Doppler-Messungen haben einen Abfall der Neutralteilchentemperatur mit steigendem Strom ergeben, obwohl aus der Energiebilanz und aus Messun-

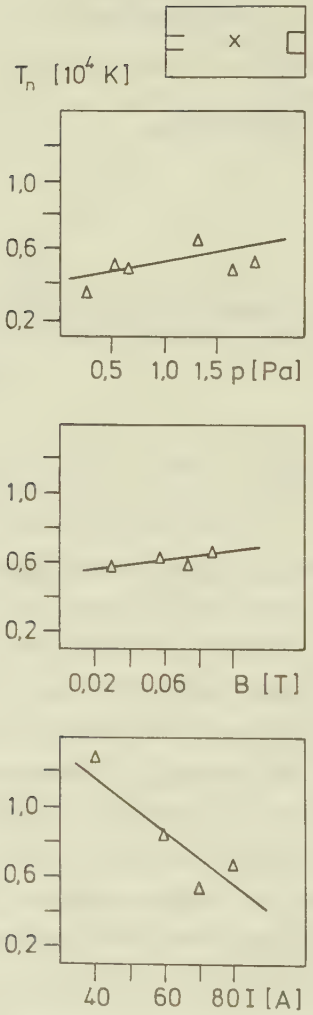

Abb. 4.6 : Abhängigkeit der Neutralteilchentemperatur von den Entladungsparametern

gen in Eindhoven [SIJ72a, POT81] eine schwache Erhöhung von T_n zu erwarten ist. Die Ursache für dieses unterschiedliche Verhalten kann darin liegen, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen von einer Maxwell-Verteilung abweicht.

4.4.2. *Einfach geladene Ionen*

Aus dem spektralen Verlauf der ArII-Linie λ_{II} = 480,6 nm konnten sowohl die Temperatur T_i als auch die Rotationsfrequenz Ω der einfach geladenen Ionen mit Hilfe der verallgemeinerten Abel-Inversion aus 4.1.3. und 4.1.4. ermittelt werden.

Die Ionentemperatur T_i zeigt ebenso wie die Neutralteilchentemperatur T_n (vgl. Abb. 4.5) nur eine geringe radiale Variation, die in Abb. 4.7 dargestellt ist. Der Maximalwert auf der Bogenachse beträgt T_{io} = 11000 K bei Standardbedingungen ($Q = 2{,}1\ 10^{-7}$ m^3 NTP/s; p = 0,57 Pa = 4,3 mTorr; B = 0,088 T; I = 60 A) und übersteigt damit die entsprechende Neutralteilchentemperatur um ca. 10% . Die halbe 1/e-Breite des Radialprofils von 130 mm ist von der gleichen Größenordnung wie die des Neutralteilchenprofils und damit wesentlich breiter als die Elektronenverteilung (vgl. Abb. 3.7). Diese relativ freie Beweglichkeit der Ionen auch senkrecht zum Magnetfeld beruht darauf, daß ihre Stoßfrequenz wesentlich größer ist als ihre Zyklotronfrequenz. Selbst bei einem doppelt so hohen Magnetfeld wurden diese flachen Radialprofile gemessen [TIM81].

Die Rotationsfrequenz Ω der Ionen zeigt (s. Abb. 4.7) deutlich einen fast konstanten radialen Verlauf im Kernbereich der Entladung, wie er bei der Rotation eines starren Körpers auftritt; dieses Phänomen ist allgemein bei solchen rotierenden Hohlkathodenbögen beobachtet worden [BOE68, TIM81]. Bei Standardbedingungen beträgt die Rotationsfrequenz Ω_o = 7,4 kHz auf der Bogenachse; die Rotationsgeschwindigkeit ist maximal $v_{i\theta}$ = 86 m/s bei r = 25 mm.

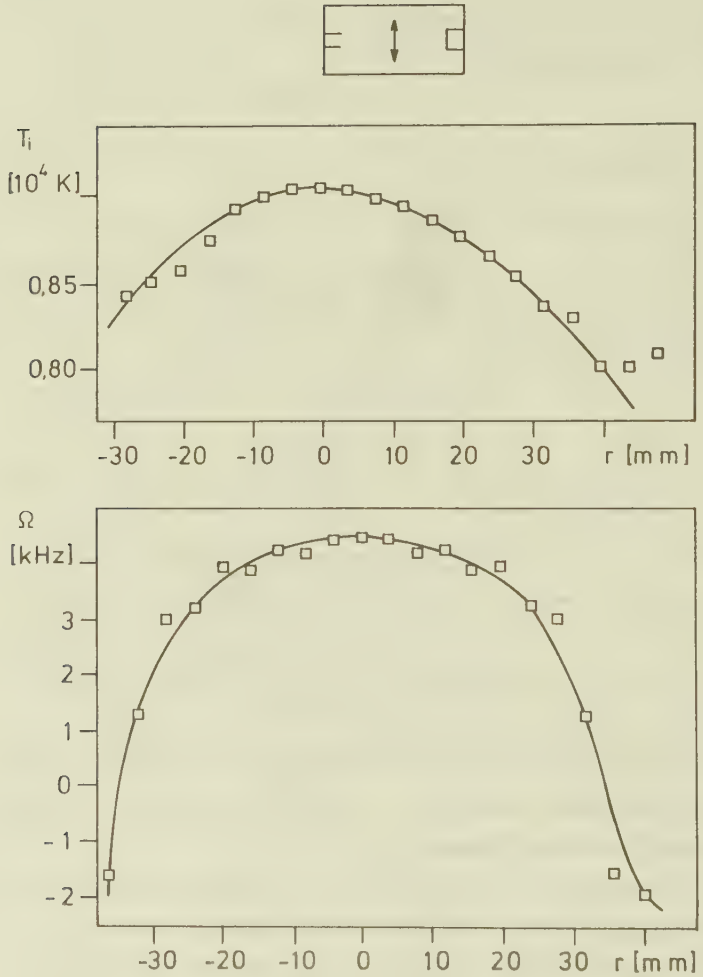

Abb. 4.7 : Radiales Profil der Ionentemperatur und -rotationsfrequenz in der axialen Mitte

Der Einfluß der Entladungsparameter auf die Temperatur und auf die Rotationsfrequenz der Ionen ist in Abb. 4.8 wiedergegeben. Die Temperaturen der Ionen und Elektronen (vgl. Abb. 3.8) zeigen ein ähnliches Verhalten : Während keine Abhängigkeit vom Durchfluß beobachtet werden konnte, fällt die Ionentemperatur mit steigendem Druck wegen des wachsenden Energieverlustes durch Stöße mit neutralem Gas. Höhere Magnetfelder führen wegen verschlechterter radialer Wärmeleitung zu einem Anstieg der Temperatur auf der Bogenachse, der auch am Hohlkathodenbogen in Eindhoven festgestellt wurde [BOE79, SIJ72a]. Wird der Stromfluß durch die Entladung erhöht, so steigt die Ionentemperatur proportional dazu an und nimmt so die höhere eingekoppelte Energie auf. Dieses Verhalten wurde sowohl an Hohlkathodenbögen in Argon [BOE79] als auch in Xenon [GRD78] beobachtet.

Die Untersuchung der Rotation der Ionen erbrachte wie bei allen anderen Plasmadaten in der axialen Mitte keine Hinweise auf eine Abhängigkeit vom Durchfluß durch die Kathode. Dagegen bremst ein steigender Druck im Entladungsgefäß die Rotation des Plasmas durch Stöße mit neutralem Argongas stark ab. Dieses Ergebnis machte sich speziell in Plasmazentrifugen störend bemerkbar, die mit Wasserstoff [KOR81], Helium [MÜC77] oder Zusätzen von Urandampf in Helium [NAT77] bei einem Druck bis zu 27 kPa bzw. 20 Torr arbeiten. Seit langem bekannt ist der Anstieg der Rotation proportional zur Zyklotronfrequenz, weil ein steigendes Magnetfeld die Rotation stets anfacht [ALD70, MÜC77, NAT77]. Im Eindhovener Experiment zeigte sich jedoch ein kritisches Feld von etwa 0,3 T , ab dem die Rotationsbeschleunigung abnimmt [BOE79]. Der Entladungsstrom stellt nur einen schwachen Antrieb der Rotation dar, dementsprechend flach ist die Kurve $\Omega(I)$ - in Übereinstimmung mit spektroskopischen Messungen [MÜC77, BOE79].

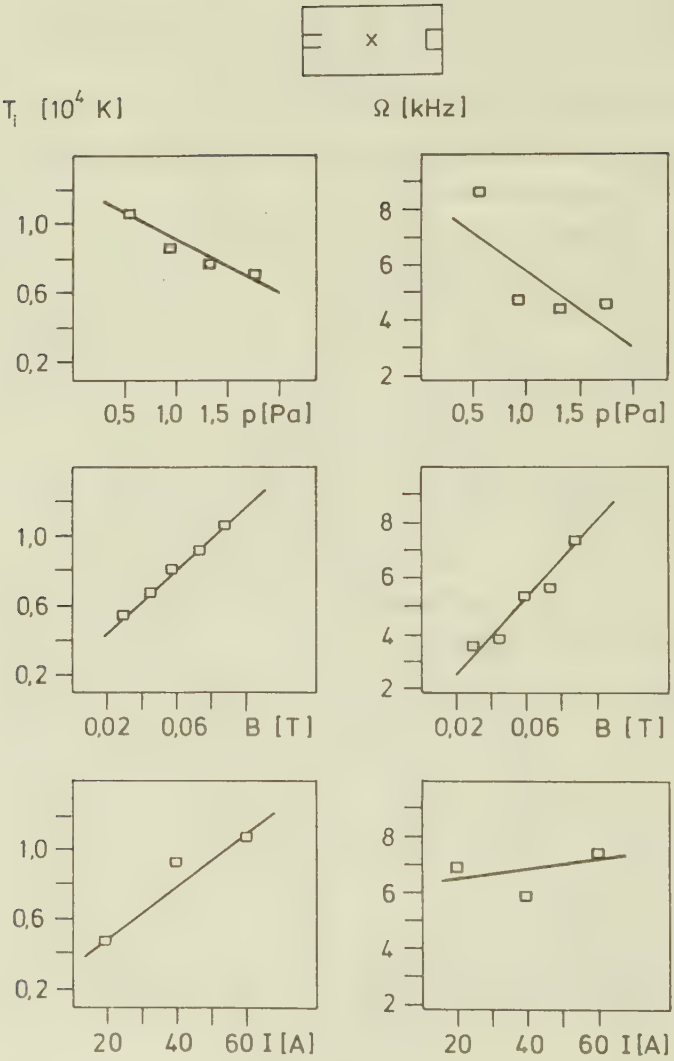

Abb. 4.8 : Abhängigkeit der Ionentemperatur und -rotationsfrequenz von den Entladungsparametern

4.5. *Fehlerbetrachtung*

Die Reproduzierbarkeit und die Stabilität des Plasmazustandes verursachen keinen nennenswerten systematischen Fehler. Dagegen führen die Entfaltung der gemessenen Voigt-Profile und die numerische Integration der Abel-Integralgleichung zu systematischen relativen Fehlern von 1 % bzw. 5 % [KOC69, ALG81].

Die Temperaturauswertung nach 4.1.3. ergibt den relativen Fehler

$$\frac{\delta T}{T} = \delta_{Voigt} + \delta_{Abel} + 2\frac{\delta\Delta\lambda_D}{\Delta\lambda_D} \quad . \tag{4.5.1}$$

Mit einem statistischen Fehler von etwa 1 % in der Bestimmung der Doppler-Breite folgt ein relativer Fehler von 8 % für die Temperatur.

Der relative Fehler in der Rotationsfrequenz ergibt sich nach 4.1.4. zu

$$\frac{\delta\Omega}{\Omega} = 2\,(\delta_{Voigt} + \delta_{Abel}) + \frac{\delta\Delta\overline{\lambda}_o}{\Delta\overline{\lambda}_o} \quad . \tag{4.5.2}$$

Bedingt durch die unzureichende spektrale Auflösung von 0,08 pm bei einer maximalen Linienverschiebung von 0,2 pm beträgt der relative Fehler von $\Delta\overline{\lambda}_o$ etwa 40 % , so daß die Rotationsfrequenz nur größenordnungsmäßig richtig erfaßt ist.

5. Modellrechnungen zum Zweikomponentenplasma

Zum Verständnis der physikalischen Prozesse, die den rotierenden Niederdruck-Hohlkathodenbogen wesentlich bestimmen, werden die Bilanzgleichungen [HOL65, KAM67, BOY69, MIT73, LAI81] für die fundamentalen Plasmagrößen aufgestellt und gelöst.

Diese makroskopische Beschreibung ist die dem LINEX-Bogen adäquate, weil hier Teilchen derselben Sorte durch Stöße stark untereinander gekoppelt sind, so daß sie zu Komponenten des Plasmas zusammengefaßt werden können. Gegenüber einer mesoskopischen Theorie des Plasmas auf der Basis kinetischer Gleichungen ist keine detaillierte Kenntnis der Verteilung aller Teilchen im Phasenraum notwendig, da nur gemittelte Größen wie Dichte, mittlere Geschwindigkeit und Temperatur der Teilchensorten betrachtet werden; die Bilanzgleichungen entsprechen einer Geschwindigkeitsintegration der kinetischen Gleichungen. Das Mehrkomponentenmodell auf die Einflüssigkeitstheorie zu reduzieren ist jedoch nicht zulässig, da Stöße zwischen verschiedenen Teilchensorten selten sind. Deswegen kann sich auch kein vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht im Plasma etablieren, sondern nur ein Gleichgewicht innerhalb der einzelnen Plasmakomponenten [UHL74].

Ausgehend vom Braginskii-Formalismus [BRA65], wird im folgenden ein Zweikomponentenmodell der Entladung mit Elektronen und einfach geladenen Ionen aus der Boltzmann-Gleichung hergeleitet. Zusätzlich wird der Einfluß der Neutralteilchen auf die Ionen bei Impuls- und Energieaustauschstößen berücksichtigt. Dieses modifizierte Zweikomponentenmodell zusammen mit den Meßergebnissen aus der Thomson-Streuung und der Doppler-Spektroskopie ermöglicht es, das Plasma in seiner ortsabhängigen Struktur zu erfassen.

5.1. *Bilanzgleichungen des Zweikomponentenplasmas*

5.1.1. *Momente der Boltzmann-Gleichung*

Grundlage der kinetischen Theorie ist die Boltzmann-Gleichung

$$\frac{\partial f}{\partial t}q + \underline{v}_q \cdot \underline{\nabla} f_q + \frac{1}{m_q}\underline{F} \cdot \underline{\nabla}_{\underline{v}_q} f_q = C_q \quad . \tag{5.1.1}$$

Sie beschreibt das Verhalten von Teilchen der Sorte q mit der Masse m_q und der Geschwindigkeit $\underline{v}_q$ unter dem Einfluß einer äußeren Kraft $\underline{F}(\underline{r})$ mit Hilfe der Verteilungsfunktion $f_q(t,\underline{r},\underline{v})$, wobei die Teilchenwechselwirkung durch den Stoßterm C_q erfaßt wird. Durch die Berechnung sämtlicher Momente der Boltzmann-Gleichung für jede Komponente des Plasmas entsteht ein abgeschlossenes, unendliches System partieller Differentialgleichungen, nämlich das System der Transportgleichungen. Liegt ein kaltes Plasma vor oder ist die Zahl der Stöße sehr hoch wie in LINEX, können die höheren Momente durch die niedrigeren ausgedrückt werden. Dann ist das System der Transportgleichungen endlich, und es genügt, die niedrigen Momente zu betrachten. Dabei entspricht dem 0. Moment die Teilchenbilanz, dem 1. Moment die Impulsbilanz und dem 2. Moment die Energiebilanz.

Im folgenden wird das System der Bilanzgleichungen für ein vollständig ionisiertes Plasma aus Elektronen und einfach geladenen Ionen explizit angegeben. Im stationären Fall handelt es sich um zehn gekoppelte, nichtlineare partielle Differentialgleichungen in zehn unbekannten Funktionen n_e, $\underline{v}_e$, T_e und n_i, $\underline{v}_i$, T_i , die jeweils von drei Raumkoordinaten r, θ, z abhängen. Dabei entspricht $z = 0$ der Austrittsöffnung der Hohlkathode und $z = 1{,}30$ m der Anodenoberfläche.

5.1.2. *Teilchenbilanz*

Das 0. Moment der Boltzmann-Gleichung liefert die Teilchenbilanz

(5.1.2) $\underline{\nabla}\cdot(n_q \underline{v}_q) = S_q \qquad (q=e,i)$.

Im stationären Fall werden also die Ladungsträger, die gemäß S durch Ionisation erzeugt und durch Rekombination vernichtet werden, gerade so von der Strömung ab- und zugeführt, daß die Teilchenzahl im raumfesten Volumenelement konstant bleibt. S läßt sich mit Hilfe der Neutralteilchendichte n_n darstellen als

(5.1.3) $S = S_e = S_i = s_I\, n_e\, n_n - s_{Ph}\, n_e^2 - s_3\, n_e^2\, n_i$.

Der Ratenkoeffizient s_I für Elektronenstoßionisation ist dabei gegeben durch [VRI80]

(5.1.4) $s_I\ [m^3/s] = 1{,}20\ 10^{-5}\ \exp(-\varepsilon)\ (T_e\ [K])^{-1,5} / (\varepsilon^{2{,}33}+4{,}38\ \varepsilon^{1{,}72}+1{,}32\ \varepsilon)$

mit $\varepsilon = E_{ion}/k_B\, T_e$ und der Ionisierungsenergie $E_{ion} = 15{,}76\ eV = 2{,}525 \cdot 10^{-18}\ J$ für Argon. Rekombination erfolgt durch Strahlung und Dreierstöße; der Koeffizient für Strahlungsrekombination beträgt [MCW65]

(5.1.5) $s_{Ph}\ [m^3/s] = 12{,}78\ E_{ion}[J] / (T_e\ [K])^{0,5}$,

und für Dreierstoßrekombination gilt [MIT73]

(5.1.6) $s_3\ [m^6/s] = 2{,}15\ 10^{-21}\ \ln\Lambda / (T_e\ [K])^{4,5}$

unter Verwendung des Coulomb-Logarithmus

(5.1.7) $\ln\Lambda = \ln(12\,\pi \sqrt{(\varepsilon_o\, k_B\, T_e/e^2)^3 / n_e})$.

5.1.3. *Impulsbilanz*

Die Impulsbilanz, das 1. Moment der Boltzmann-Gleichung, setzt die konvektiven Terme mit den Kräften durch Druck, Viskosität, elektromagnetische Felder und gegenseitige Reibung ins Gleichgewicht :

$$\rho_q \, (\underline{v}_q \cdot \underline{\nabla}) \, \underline{v}_q = - \, \underline{\nabla} p_q - \underline{\nabla} \cdot \underline{\underline{\Pi}}_q + e_q \, n_q \, (\underline{E} + \underline{v}_q \times \underline{B}) + \underline{R}_q \qquad (q=e,i) \quad ; \tag{5.1.8}$$

darin enthalten sind die Massendichte

$$\rho_q = m_q \, n_q \quad , \tag{5.1.9}$$

der Druck

$$p_q = n_q \, k_B \, T_q \tag{5.1.10}$$

und die Lorentz-Kraft $e_q \, n_q \, (\underline{E} + \underline{v}_q \times \underline{B})$. Der symmetrische Viskositätstensor $\underline{\underline{\Pi}}$ ist eine komplizierte Funktion von Dichte, Temperatur und Geschwindigkeitsableitungen [BRA65] :

$$\underline{\underline{\Pi}} = \begin{pmatrix} -\frac{\eta_o}{2}(W_{11}+W_{22}) - \frac{\eta_1}{2}(W_{11}-W_{22}) - \eta_3 W_{12} & \frac{\eta_3}{2}(W_{11}-W_{22}) - \eta_1 W_{12} & -\eta_2 W_{13} - \eta_4 W_{23} \\ \Pi_{12} & -\frac{\eta_o}{2}(W_{11}+W_{22}) + \frac{\eta_1}{2}(W_{11}-W_{22}) + \eta_3 W_{12} & -\eta_2 W_{23} + \eta_4 W_{13} \\ \Pi_{13} & \Pi_{23} & -\eta_o W_{33} \end{pmatrix} . \tag{5.1.11}$$

In Zylinderkoordinaten r, θ, z ist der symmetrische und spurfreie Geschwindigkeitstensor $\underline{\underline{W}}$ definiert als

$$\underline{\underline{W}} = \begin{pmatrix} 2\partial_r v_r - \frac{2}{3}\underline{\nabla} \cdot \underline{v} & \frac{1}{r}\partial_\theta v_r + r\partial_r \frac{v_\theta}{r} & \partial_r v_z + \partial_z v_r \\ W_{r\theta} & 2(\frac{v_r}{r} + \frac{1}{r}\partial_\theta v_\theta) - \frac{2}{3}\underline{\nabla} \cdot \underline{v} & \frac{1}{r}\partial_\theta v_z + \partial_z v_\theta \\ W_{rz} & W_{\theta z} & 2\partial_z v_z - \frac{2}{3}\underline{\nabla} \cdot \underline{v} \end{pmatrix} \tag{5.1.12}$$

mit den Abkürzungen $\partial_r = \partial/\partial r$, $\partial_\theta = \partial/\partial\theta$, $\partial_z = \partial/\partial z$.

Die fünf Viskositätskoeffizienten haben die Gestalt

$$\eta_{0,q} = a_q \, n_q \, k_B \, T_q \, \tau_q \,, \tag{5.1.13}$$

$$\eta_{2,q} = n_q \, k_B \, T_q \, \tau_q \, (b_{1,q} + b_{2,q} \, x_q^2) \, / \, d_q \,, \tag{5.1.14}$$

$$\eta_{4,q} = c_{0,q} \, n_q \, k_B \, T_q \, \tau_q \, x_q \, (c_{1,q} + x_q^2) \, / \, d_q \,, \tag{5.1.15}$$

$$\eta_{1,q} = \eta_{2,q}(2 \, x_q) \,, \tag{5.1.16}$$

$$\eta_{3,q} = \eta_{4,q}(2 \, x_q) \,; \tag{5.1.17}$$

die Zahlenfaktoren a,b,c für Elektronen und Ionen sind in der Tabelle 5.1 zusammengestellt.

	a_q	$b_{1,q}$	$b_{2,q}$	$c_{0,q}$	$c_{1,q}$
q = e	0,733	8,50	2,05	-1	7,91
q = i	0,96	2,23	1,20	1	2,38

Tabelle 5.1 : Zahlenfaktoren für die Viskositätskoeffizienten [BRA65]

Die Zeiten zwischen zwei Impulsaustauschstößen betragen

$$\tau_e = \tau_{ei} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{m_e}{2 \pi}} \left(\frac{4 \pi \varepsilon_o}{e^2} \right)^2 \frac{(k_B \, T_e)^{1,5}}{n_i \, \ln \Lambda} \,, \tag{5.1.18}$$

$$\tau_i = \tau_{ii} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{m_i}{\pi}} \left(\frac{4 \pi \varepsilon_o}{e^2} \right)^2 \frac{(k_B \, T_i)^{1,5}}{n_i \, \ln \Lambda} \,. \tag{5.1.19}$$

Der Hall-Parameter x_q zählt die Zyklotronumläufe zwischen zwei Stößen :

$$x_q = \tau_q \, \omega_{c,q} = \tau_q \, e \, B \, / \, m_q \,; \tag{5.1.20}$$

daraus berechnen sich

$$d_e = 11,6 + 13,8 \, x_e^2 + x_e^4 \,, \tag{5.1.21}$$

$$d_i = 2,33 + 4,03 \, x_i^2 + x_i^4 \,. \tag{5.1.22}$$

Für die typischen Betriebsbedingungen von LINEX ergeben sich die Werte

$$x_e \approx 25 \gg 1 \gg 0{,}02 \approx x_i \ ;$$

die Elektronen sind also magnetisiert, die Ionen jedoch nicht. Daher ist der Elektronentransport senkrecht zum Magnetfeld stark eingeschränkt, während die Ionen durch Stöße ebenso leicht senkrecht wie parallel zum Magnetfeld diffundieren können. Allerdings sind beide Teilchenströme durch die elektrische Wechselwirkung via Poisson-Gleichung gekoppelt, da schon eine geringe Ladungstrennung zu starken elektrischen Feldern führt.

Die Impulsübertragung zwischen den Teilchensorten wird in (5.1.8) durch die Reibungskraft $\underline{R}$ beschrieben. Sie setzt sich zusammen aus dem Beitrag $\underline{R}_v$ der Relativgeschwindigkeit, welcher die Richtungsänderung der Geschwindigkeit beim Stoß berücksichtigt,

$$(5.1.23) \qquad \underline{R}_v = \frac{m_e n_e}{\tau_e} \{0{,}51\ (\underline{v}_e - \underline{v}_i)_{\parallel} + (1 - \frac{1{,}387 + 6{,}416\ x_e^2}{\Delta_e})\ (\underline{v}_e - \underline{v}_i)_{\perp}$$

$$- \frac{x_e}{\Delta_e} (0{,}7796 + 1{,}704\ x_e^2)\ (\underline{v}_e - \underline{v}_i)_H\} \ ,$$

und dem Anteil $\underline{R}_{\nabla T}$ des Temperaturgradienten der Elektronen, der sich längs des Larmorumlaufs auswirkt,

$$(5.1.24) \qquad \underline{R}_{\nabla T} = n_e \{0{,}7110\ \underline{\nabla}_{\parallel} k_B T_e + \frac{1}{\Delta_e} (2{,}681 + 5{,}101\ x_e^2)\ \underline{\nabla}_{\perp} k_B T_e$$

$$+ \frac{x_e}{\Delta_e} (3{,}053 + 1{,}5\ x_e^2)\ \underline{\nabla}_H k_B T_e\}$$

mit

$$(5.1.25) \qquad \Delta_e = 3{,}7703 + 14{,}79\ x_e^2 + x_e^4 \ .$$

Die Komponenten $\underline{v}_{\parallel}$, $\underline{v}_{\perp}$ und $\underline{v}_H$ der Geschwindigkeiten relativ zum Magnetfeld $\underline{B}$ sind :

$$(5.1.26) \qquad \underline{v}_{\parallel} = \hat{\underline{B}}\ (\underline{v} \cdot \hat{\underline{B}}) \ ,$$

(5.1.27) $\underline{v}_{\perp} = \hat{\underline{B}} \times (\underline{v} \times \hat{\underline{B}})$,

(5.1.28) $\underline{v}_{H} = \hat{\underline{B}} \times \underline{v}$

mit dem Einheitsvektor $\hat{\underline{B}} = \underline{B}/|\underline{B}|$; analog wird ∇T zerlegt. Für die Elektronen beträgt der Impulsverlust durch Reibung mit den Ionen

(5.1.29) $\underline{R}_{e} = -\underline{R}_{v} - \underline{R}_{\nabla T}$.

Für die Ionen wirkt sich die Reibung mit den Elektronen als Impulsgewinn aus; dagegen führt die Reibung mit den Neutralteilchen zu einem Impulsverlust

(5.1.30) $\underline{R}_{in} = -\frac{m_i n_i}{\tau_{in}} (\underline{v}_i - \underline{v}_n)$,

wobei für die Zeit τ_{in} zwischen zwei Ion-Neutralteilchenstößen gilt :

(5.1.31) $\tau_{in}\,[s] = 6{,}7\ 10^{16} / (\sqrt{T_i\,[K]}\ n_n\,[m^{-3}])$.

Daher ergibt sich insgesamt

(5.1.32) $\underline{R}_{i} = -\underline{R}_{e} + \underline{R}_{in}$.

Durch Kombination der Impulsbilanzen für Elektronen und Ionen läßt sich das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz ableiten.

5.1.4. *Energiebilanz*

In der Energiebilanz, dem 2. Moment der Boltzmann-Gleichung, werden die Divergenzterme mit den Beiträgen von Viskosität, Wärmefluß, Joulescher Wärme, Reibungswärme und anderen Quellen gleichgesetzt :

(5.1.33) $\underline{\nabla} \cdot (\frac{3}{2} n_q k_B T_q \underline{v}_q) + n_q k_B T_q \underline{\nabla} \cdot \underline{v}_q$

$= -\underline{\underline{\Pi}}_q : \underline{\nabla} \underline{v}_q - \underline{\nabla} \cdot \underline{q}_q + e_q n_q \underline{E} \cdot \underline{v}_q + \underline{R}_q \cdot \underline{v}_q + Q_q \quad (q=e,i)$.

Während der Wärmefluß der Ionen $\underline{q}_i$ allein durch Wärmeleitung $\underline{q}_{T,i}$ erfolgt,

(5.1.34) $\underline{q}_i = \underline{q}_{T,i}$,

muß für den Wärmefluß $\underline{q}_e$ der Elektronen neben $\underline{q}_{T,e}$ die Konvektion [BRA65]

$$(5.1.35)\quad \underline{q}_v = n_e k_B T_e \{0{,}7110\, \underline{v}_{\parallel} + \frac{1}{\Delta_e}(2{,}681 + 5{,}101\, x_e^2)\, \underline{v}_{\perp} + \frac{x_e}{\Delta_e}(3{,}053 + 1{,}5\, x_e^2)\, \underline{v}_H\}$$

berücksichtigt werden :

$$(5.1.36)\quad \underline{q}_e = \underline{q}_{T,e} + \underline{q}_v \ .$$

Für die Wärmeleitung $\underline{q}_T$ gilt [BRA65] :

$$(5.1.37)\quad \underline{q}_T = -\kappa_{q,\parallel} \underline{\nabla}_{\parallel} k_B T_q - \kappa_{q,\perp} \underline{\nabla}_{\perp} k_B T_q - \kappa_{q,H} \underline{\nabla}_H k_B T_q \ ;$$

darin ist die Wärmeleitfähigkeit κ gegeben durch

$$(5.1.38)\quad \kappa_{q,\parallel} = a_q n_q k_B T_q \tau_q / m_q \ ,$$

$$(5.1.39)\quad \kappa_{q,\perp} = (n_q k_B T_q \tau_q / m_q)(b_{1,q} + b_{2,q} x_q^2) / \Delta_q \ ,$$

$$(5.1.40)\quad \kappa_{q,H} = (n_q k_B T_q \tau_q / m_q)(c_{1,q} + c_{2,q} x_q^2)\, x_q / \Delta_q$$

mit

$$(5.1.41)\quad \Delta_i = 0{,}677 + 2{,}70\, x_i^2 + x_i^4$$

und den Zahlenfaktoren a,b und c aus Tabelle 5.2.

	a_q	$b_{1,q}$	$b_{2,q}$	$c_{1,q}$	$c_{2,q}$
q = e	3,1616	11,92	4,664	21,67	5/2
q = i	3,906	2,645	2	4,65	5/2

Tabelle 5.2 : Zahlenfaktoren für die Wärmeleitfähigkeit [BRA65]

Im Quellterm Q_q werden Stöße berücksichtigt, bei denen eine Energieübertragung stattfindet [POT81]. Für Elektron-Ion-Stöße gilt

$$(5.1.42) \qquad Q_{ei} = \frac{3}{2} n_e k_B (T_e - T_i) \nu_{ei,\varepsilon}$$

mit der Stoßfrequenz

$$(5.1.43) \qquad \nu_{ei,\varepsilon} = \frac{8}{3} \frac{\sqrt{2 \pi m_e}}{m_i} \left(\frac{e^2}{4 \pi \varepsilon_o} \right)^2 \frac{n_i \ln \Lambda}{(k_B T_e)^{1,5}} \quad .$$

Für Ion-Neutralteilchen-Stöße beträgt der Energietransfer

$$(5.1.44) \qquad Q_{in} = \frac{3}{2} n_i k_B (T_i - T_n) \nu_{in,\varepsilon} \quad ;$$

darin ist die Stoßfrequenz für Ladungsaustausch und elastische Stöße

$$(5.1.45) \qquad \nu_{in,\varepsilon} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} n_n A \{1 - \frac{1}{B} \ln[k_B(T_i+T_n)/e]\}^2 \sqrt{2 k_B (T_i+T_n)/m_i} \quad ,$$

wobei für Argon $A = 63\ 10^{-20}$ m und $B = 20$ einzusetzen sind. Daraus ergibt sich für die Elektronen ein Energieverlust

$$(5.1.46) \qquad Q_e = - Q_{ei}$$

und für die Ionen eine Energieänderung

$$(5.1.47) \qquad Q_i = Q_{ei} - Q_{in} \quad .$$

5.2. *Lösungen der stationären Bilanzgleichungen*

5.2.1. *Reduktion durch Meßergebnisse*

Die zehn stationären Bilanzgleichungen aus 5.1. werden im folgenden mit Hilfe der Meßergebnisse aus der Thomson-Streuung und der Doppler-Spektroskopie, nämlich mittels der Profile von n_e, n_i, T_e, T_i und $v_{i\theta}$, auf ein traktables System von fünf partiellen Differentialgleichungen reduziert und gelöst.

Gegenüber anderen theoretischen Untersuchungen (z.B. [JAN79]) wird hier das Plasma also nicht vereinfachend als homogen angenommen, sondern mit seiner ortsabhängigen Struktur behandelt.

Die Radialprofile der Elektronentemperatur T_e und der Ionentemperatur T_i werden entsprechend den Ergebnissen aus 3.4.1. und 4.4.2. durch Gauß-Profile dargestellt, die mit zunehmender Entfernung von der Kathode flacher und breiter werden (s. 3.4.) :

(5.2.1) $T_e(r,z) = T_{eo}\,(1 - z/z_o)\,\exp(-\,r^2/R_e(z)^2)$ und

(5.2.2) $T_i(r,z) = T_{io}\,(1 - z/z_o)\,\exp(-\,r^2/R_i(z)^2)$,

wobei

(5.2.3) $R_e(z) = R_{eo}\,\ln(2{,}718 + z/z_R)$, $z_R = 0{,}45$ m ,

(5.2.4) $R_i(z) = 3\,R_e(z)$.

Die Temperatur T_n der Neutralteilchen ergibt sich analog zu (5.2.2). Wie aus 3.4.2. über den radialen Verlauf der Elektronendichte n_e bekannt ist, spaltet sich deren Gauß-Profil vor der Anode zu einem Hohlprofil auf, das als Summe zweier verschobener Gauß-Profile approximiert wird :

(5.2.5) $n_e(r,z) = n_{eo}\,(1 - z/z_o)\,\frac{1}{2}\,\{\exp[-(r-R_M(z))^2/R_{en}(z)^2] + \exp[-(r+R_M(z))^2/R_{en}(z)^2]\}$,

wobei

(5.2.6) $R_M(z)\,[m] = (4{,}35\,\bar{z} + 0{,}00725)\,\exp(-48{,}5\,\bar{z})$, $\bar{z} = 1 - z/L$, $L = 1{,}30$m ,

(5.2.7) $R_{en}(z) = R_e(z) - 0{,}25\,R_M(z)$.

Die Ionendichte n_i folgt aus der Annahme der Quasineutralität

(5.2.8) $n_i = n_e = n$;

denn nach der Poisson-Gleichung würde schon ein geringer Unterschied zwischen n_i und n_e zu starken elektrischen Feldern führen, die jedoch in LINEX

nicht auftreten. Die Neutralteilchendichte n_n wird aus dem Fülldruck p ermittelt. Die Azimutalgeschwindigkeit $v_{i\theta}$ der Ionen, deren radiales Verhalten aus 4.4.2. bestimmt wurde, ändert vor der Anode ihr Vorzeichen [SCH83] :

$$(5.2.9) \qquad v_{i\theta}(r,z) = v_{i\theta o}\ (0{,}9 - z/L)\ r \exp(-r^2/R_e(z)^2) \ .$$

Tabelle 5.3 gibt einen Überblick über die Anfangswerte und Profilparameter bei Standardbedingungen ($Q = 2{,}5\ 10^{-6}\ m^3$ NTP/s; $p = 1{,}33$ Pa $= 10$ mTorr; $B = 0{,}074$ T; $I = 60$ A).

	n_{qo}	T_{qo}	$v_{q\theta o}$	R_{qo}	z_o
q = e	$6{,}2\ 10^{19}\ m^{-3}$	$2{,}4\ 10^4$ K	--	0,020 m	3,85 m
q = i	$6{,}2\ 10^{19}\ m^{-3}$	$0{,}83\ 10^4$ K	$-1{,}3\ 10^4$ Hz	0,060 m	

Tabelle 5.3 : Anfangswerte und Profilparameter

Zur Lösung der stationären Bilanzgleichungen ist noch die Kenntnis der elektromagnetischen Felder erforderlich. Das magnetische Feld $\underline{B}$ (s. 2.2.) ist im Bereich der Entladung konstant und weist in axiale Richtung, $\underline{\hat{B}} = -\hat{z}$, wie Messungen an LINEX bestätigen. Das elektrische Feld $\underline{E}(r,z)$ besitzt nur einen mit der Rotation verknüpften Radialanteil

$$(5.2.10) \qquad E_r(r,z) = -v_{i\theta}(r,z)\ B \ ,$$

entsprechend der radialen Komponente der Impulsbilanz für die Ionen, und eine r-unabhängige Axialkomponente $E_z(z)$ [SCH70]. Diese wird aus der Strombilanz des Plasmas, $\int_0^{R_{Gef}} dr\ 2\pi r\ en(v_{iz}-v_{ez})$, berechnet und ist in Abb. 5.1 für Standardbedingungen aufgetragen. Charakteristisch sind die Fallgebiete in Elektrodennähe und der flache Verlauf in der Bogensäule mit typisch - 6 V/m, was mit Messungen des Spannungsabfalls in der Bogensäule übereinstimmt.

Aus den gemessenen Dichten und Temperaturen der Teilchen können über die Zustandsgleichung (5.1.10) die zugehörigen Drücke berechnet werden, deren radialer Verlauf in der axialen Mitte in Abb. 5.2 dargestellt ist. Verglichen

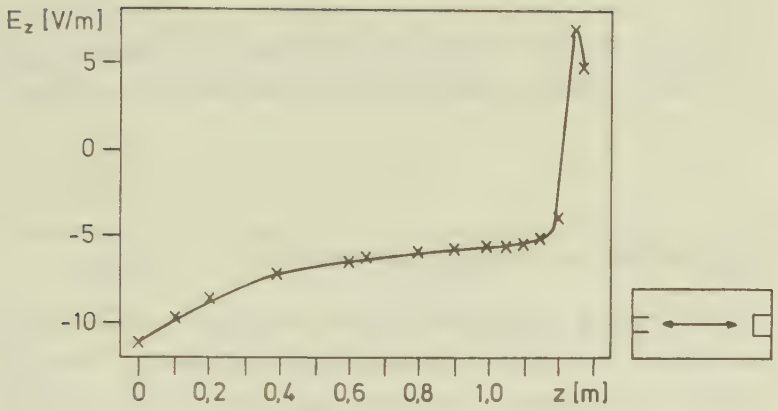

Abb. 5.1 : Elektrisches Axialfeld zwischen Kathode und Anode

mit dem an der Wand des Entladungsgefäßes gemessenen Fülldruck $p = 1{,}33$ Pa stellt sich auf der Bogenachse ein fünfzehnfach höherer kinetischer Druck $p_{kin} = 19{,}6$ Pa ein. Diese Erhöhung des kinetischen Druckes ist für das Druckgleichgewicht im Plasma erforderlich, da der magnetische Druck im

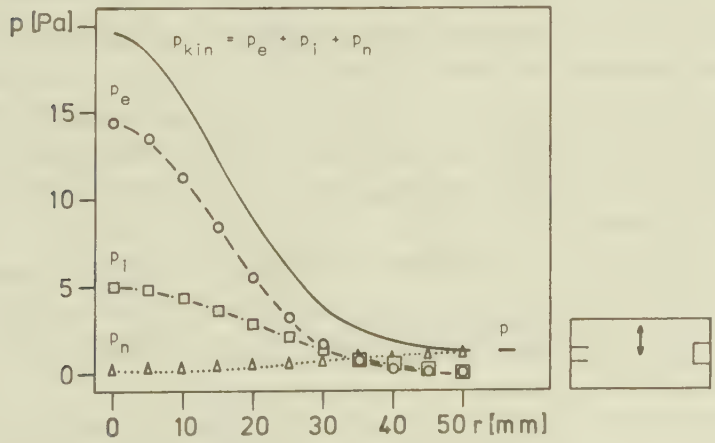

Abb. 5.2 : Radiale Profile der kinetischen Drücke in der axialen Mitte

Innern des (diamagnetischen) Plasmas geringer ist als im Außenraum [WIE63]. Außerdem ruft das axiale Magnetfeld zusammen mit radialen Temperaturgradienten gemäß dem verallgemeinerten Ohmschen Gesetz einen azimutalen Strom hervor (Nernst-Effekt), der ebenfalls zum Druckgradienten beiträgt [GRA68].

5.2.2. *Auflösung des reduzierten Gleichungssystems*

Die Bestimmung der Teilchendynamik aus den zehn Bilanzgleichungen ist mittels 5.2.1. auf die Lösung von fünf gekoppelten partiellen Differentialgleichungen 1. Ordnung in den unbekannten Funktionen $\underline{v}_e$, v_{ir} und v_{iz} reduziert. Hierzu werden die Teilchenbilanzen der beiden Plasmakomponenten und die Impulsbilanz der Elektronen herangezogen :

$$\underline{\nabla}\cdot(n\,\underline{v}_e) = S \quad , \tag{5.2.11}$$

$$\underline{\nabla}\cdot(n\,\underline{v}_i) = S \quad , \tag{5.2.12}$$

$$0 = -\underline{\nabla}p_e - e\,n\,(\underline{E} + \underline{v}_e \times \underline{B}) + \underline{R}_e \quad . \tag{5.2.13}$$

In der letzten Gleichung ist gegenüber (5.1.8) bereits von der Beziehung $m_e << m_i$ Gebrauch gemacht, so daß die konvektiven und viskosen Terme in der Elektronenimpulsbilanz vernachlässigbar sind [SCH83]. Wird ferner die Rotationssymmetrie des Bogens, $\partial_\theta \equiv 0$, und die Lage des Magnetfeldes , $\hat{\underline{B}} = -\hat{\underline{z}}$, ausgenutzt, so läßt sich die Impulsbilanz (5.2.13) durch Komponentenzerlegung relativ zum magnetischen Feld auflösen :

$$v_{ez} = v_{iz} - \frac{x_e}{0{,}51\,B}\left(E_z + \frac{0{,}71}{e}\,k_B\,\partial_z T_e + \frac{1}{e\,n}\,\partial_z p_e\right) = v_{iz} + u_z \quad , \tag{5.2.14}$$

$$v_{er} = \frac{x_e}{x_e^2+1}\left(v_{i\theta} - \frac{E_r}{B} + \frac{1}{e\,B}\left(\frac{3}{2}\,k_B\,\partial_r T_e - \frac{1}{n}\,\partial_r p_e\right) + \frac{v_{ir}}{x_e}\right) \quad , \tag{5.2.15}$$

$$v_{e\theta} = \frac{1}{x_e^2+1}\left(v_{i\theta} + \frac{3}{2eB}\,k_B\,\partial_r T_e\right) + \frac{x_e^2}{x_e^2+1}\left(\frac{E_r}{B} + \frac{1}{eBn}\,\partial_r p_e - \frac{v_{ir}}{x_e}\right) . \tag{5.2.16}$$

Für die zum Magnetfeld senkrechten Geschwindigkeitskomponenten folgt wegen $x_e^2 >> 1$:

$$(5.2.17) \qquad v_{er} = \frac{1}{x_e}\{v_{i\theta} - \frac{E_r}{B} + \frac{1}{eB}(\frac{3}{2} k_B \partial_r T_e - \frac{1}{n}\partial_r p_e)\} + \frac{v_{ir}}{x_e^2} = u_{er} + \frac{v_{ir}}{x_e^2} ,$$

$$(5.2.18) \qquad v_{e\theta} = \frac{1}{B}(E_r + \frac{1}{en}\partial_r p_e) - \frac{v_{ir}}{x_e} .$$

Einsetzen von (5.2.14) und (5.2.17) in die Kontinuitätsgleichung der Elektronen (5.2.11) ergibt

$$(5.2.19) \qquad \frac{S}{n} = \frac{1}{x_e^2}\{\partial_r v_{ir} + v_{ir}(\frac{1}{r} + \frac{\partial_r n}{n} - 2\frac{\partial_r x_e}{x_e})\} + \partial_z v_{iz} + v_{iz}\frac{\partial_z n}{n} + \underline{\nabla}\cdot(n\underline{u})$$

mit

$$(5.2.20) \qquad \underline{\nabla}\cdot(n\underline{u}) = \partial_r u_{er} + u_{er}(\frac{1}{r} + \frac{\partial_r n}{n}) + \partial_z u_z + u_z\frac{\partial_z n}{n} .$$

Hieraus folgt mittels der Kontinuitätsgleichung der Ionen (5.2.12) für die radiale Ionengeschwindigkeit

$$(5.2.21) \qquad \partial_r v_{ir} = -v_{ir}(\frac{1}{r} + \frac{\partial_r n}{n} + 2\frac{\partial_r x_e}{x_e^3}) + \underline{\nabla}\cdot(n\underline{u})$$

und für die axiale Ionengeschwindigkeit

$$(5.2.22) \qquad \partial_z v_{iz} = -v_{iz}\frac{\partial_z n}{n} + v_{ir}\,2\frac{\partial_r x_e}{x_e^3} - \underline{\nabla}\cdot(n\underline{u}) + \frac{S}{n} .$$

Diese quasilinearen Differentialgleichungen 1. Ordnung in v_{ir} und v_{iz} werden zu gegebenen Anfangswerten, nämlich $v_{ir}(0,z) = 0$ und $v_{iz}(r,0)$ aus [VOG84], mit dem Runge-Kutta-Merson-Verfahren numerisch integriert [STO78]. Aus den Lösungen v_{ir} und v_{iz} der beiden Differentialgleichungen und den Meßwerten $v_{i\theta}$ aus der Doppler-Spektroskopie wird mit (5.2.14), (5.2.17) und (5.2.18) die Elektronengeschwindigkeit $\underline{v}_e$ berechnet. Das reduzierte System der Bilanzgleichungen ist damit vollständig gelöst.

5.3. *Diskussion der Teilchendynamik*

Die Lösung der Bilanzgleichungen ermöglicht die folgende Diskussion der Teilchendynamik. Mit der Kenntnis der Teilchengeschwindigkeiten lassen sich in den Impulsbilanzen diejenigen Kräfte identifizieren, die wesentlich die Bewegung der Ladungsträger im Plasma beeinflussen. Zusätzlich liefern die Energiebilanzen Aufschluß über die physikalischen Prozesse, die für den Austausch von Energie zwischen Elektronen und Ionen verantwortlich sind.

5.3.1. *Radiales Verhalten in der axialen Mitte*

Die radiale Variation der Geschwindigkeiten bei Standardbedingungen in der axialen Mitte der Entladung ist in Abb. 5.3 wiedergegeben.

Die Radialgeschwindigkeit v_{er} der Elektronen ist bestimmt durch die Bilanz des nach außen treibenden Druckgradienten $-\partial_r p_e$ und der nach innen gerichteten Lorentz-Kraft $en(E_r + v_{e\theta} B)$, während für v_{ir} der radiale Druckgradient $-\partial_r p_i$ dominiert. Deswegen verschwinden beide Radialgeschwindigkeiten auf der Bogenachse $(r = 0)$, unterscheiden sich jedoch in ihrem radialen Verlauf : Während v_{er} nur im Kernbereich der Entladung ansteigt, bei $r = 20$ mm ein Maximum von 20 m/s durchläuft und dann wieder abnimmt, wirkt auf die Radialgeschwindigkeit der Ionen unvermindert der Druckgradient ein, so daß v_{ir} bei $r = 30$ mm schon 40 m/s beträgt. Dieses Verhalten läßt sich anschaulich durch den unterschiedlichen Einschluß im Magnetfeld verstehen : Im Unterschied zu den Ionen, für die $x_i << 1$ gilt, sind die Elektronen wegen $x_e >> 1$ an die Magnetfeldlinien gebunden.

Die Azimutalkomponente der Impulsbilanz wird bei Elektronen und Ionen gleichermaßen von der gegenseitigen Reibung proportional zur Relativgeschwindigkeit $v_{e\theta} - v_{i\theta}$ dominiert. Wegen dieser Kopplung zeigt die Azimutal-

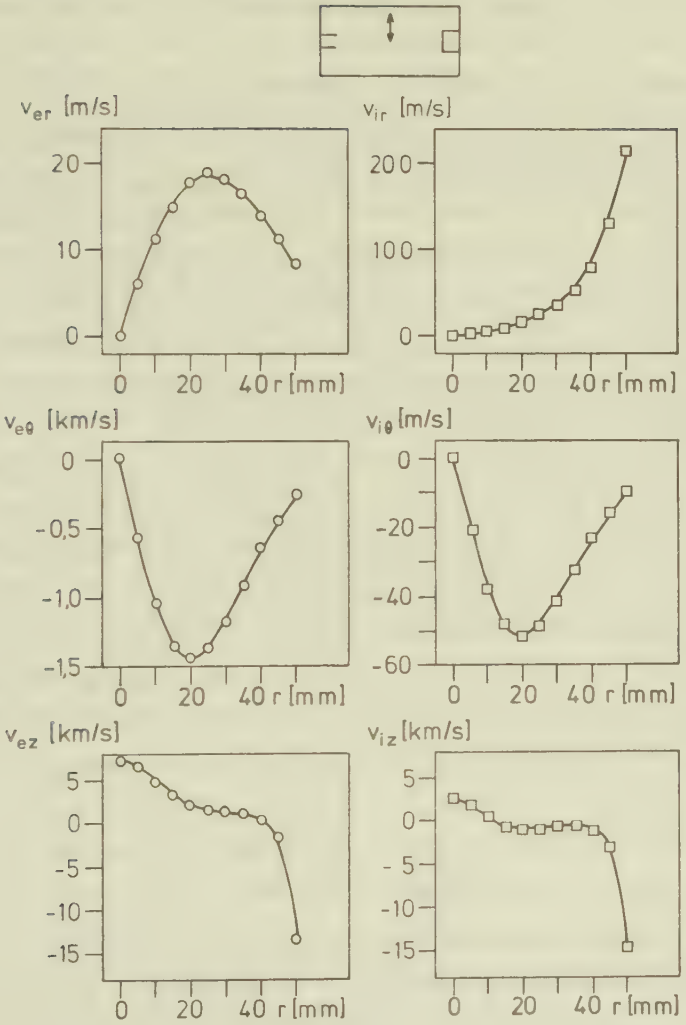

Abb. 5.3 : Radiales Verhalten der Geschwindigkeiten in der axialen Mitte

geschwindigkeit $v_{e\theta}$ der Elektronen das gleiche radiale Verhalten wie die spektroskopisch gemessene Rotationsgeschwindigkeit $v_{i\theta}$ der Ionen - allerdings mit einem dreißigfach höheren Absolutwert, z.B. 1,5 km/s im Maximum bei $r = 20$ mm.

In axialer Richtung stellt sich für die Elektronen ein Gleichgewicht zwischen der bremsenden Reibung mit den Ionen proportional zu $v_{ez} - v_{iz}$ und dem beschleunigenden axialen elektrischen Feld E_z ein. Diese Kräfte wirken mit umgekehrtem Vorzeichen auf die Ionen ein; außerdem macht sich hier die Viskosität $-\underline{\nabla}\cdot\underline{\underline{\Pi}}_i$ bemerkbar. Auf der Bogenachse betragen die Axialgeschwindigkeiten $v_{ez} = 7{,}3$ km/s und $v_{iz} = 2{,}6$ km/s ; mit zunehmendem radialen Abstand von der Bogenachse wird die axiale Bewegung der Ladungsträger gedämpft. Während die Elektronen bei $r = 20$ mm noch mit 2,1 km/s zur Anode strömen, haben die Ionen schon nach $r = 10$ mm die Ausbreitungsrichtung gewechselt und bewegen sich bei $r = 20$ mm mit 1 km/s auf die Kathode zu. Dieses Verhalten spiegelt sich im Vorzeichenwechsel des Viskositätsbeitrags wider.

Die Driften beider Teilchensorten sind also in der axialen Mitte hauptsächlich axial ausgerichtet, für die Elektronen zusätzlich mit einem Rotationsanteil. Während das Verhältnis von axialer Drift zur thermischen Geschwindigkeit für die Ionen ungefähr 1 ist, beträgt es für die Elektronen maximal 0,1. Typisch gilt bei $r = 20$ mm :

$$\begin{array}{ccccccc} v_{er} & << & v_{e\theta} & < & v_{ez} & << & v_{th,e} \\ \| & & \vee & & \vee & & \vee \\ v_{ir} & \approx & v_{i\theta} & << & v_{iz} & \approx & v_{th,i} \end{array} .$$

In der Energiebilanz der Elektronen tragen vor allem Wärmeflüsse, Reibung und Elektron-Ion-Stöße zur Energieabgabe an die Ionen bei. Der Verlust ist mit $5\ 10^5$ W/m^3 auf der Bogenachse maximal; bei $r = 20$ mm wird nur noch 20 % dieser Leistung an die Ionen übertragen. Die Ionen ihrerseits nehmen Energie in Achsnähe hauptsächlich durch Reibung und Elektron-Ion-Stöße auf, dagegen in größerer Entfernung von der Achse durch Viskosität, wie auch für

den Eindhovener Hohlkathodenbogen berechnet wurde [POT81].

5.3.2. *Einfluß der Entladungsparameter in der axialen Mitte*

Die Teilchendynamik wird auch durch die von außen einstellbaren Entladungsparameter wie den Fülldruck p, das stabilisierende Magnetfeld B und den Entladungsstrom I verändert.

Die Radialgeschwindigkeiten der Ladungsträger sind in einem Bereich von 0,5 bis 2 Pa unabhängig vom Druck. Eine Erhöhung des Magnetfeldes bewirkt eine Verminderung von v_{er} wegen des verbesserten Einschlusses der Elektronen, hat jedoch keinen ausgeprägten Einfluß auf v_{ir}. Mit zunehmendem Entladungsstrom fällt v_{er} wegen des leicht erhöhten Hall-Parameters x_e, während die Ionen durch den steigenden Druckgradienten radial beschleunigt werden.

Das Verhalten der Rotationsgeschwindigkeit $v_{i\theta}$ der Ionen, das in 4.4. ermittelt wurde, überträgt sich wegen der Kopplung über die Relativgeschwindigkeit auf die Elektronen. So fällt auch $v_{e\theta}$ mit steigendem Fülldruck wegen kleinerer freier Weglängen zwischen zwei Stößen. Mit zunehmendem Magnetfeld steigt die Elektron-Ion-Stoßfrequenz an, so daß die schnelle Rotation der Elektronen durch die wesentlich langsamere Bewegung der Ionen abgebremst werden kann. Vom Entladungsstrom wird die Rotation der Elektronen nur wenig beeinflußt.

Die axiale Bewegung der Ladungsträger ändert sich ebenso wie die Radialgeschwindigkeiten nicht mit dem Druck in einem Bereich von 0,5 bis 2 Pa; nach Messungen am Eindhovener Experiment [VOG84] wird v_{iz} erst bei Drücken oberhalb 4 Pa merklich vermindert. Wird das stabilisierende Magnetfeld erhöht, so nehmen die Reibung zwischen den Ladungsträgern, das axiale elektrische Feld und die ionische Viskosität zu. Daraus ergibt sich für beide Ladungsträger eine wachsende Bremskraft, so daß v_{ez} und v_{iz} kleiner werden. Im Fall magnetisierter Ionen wie bei [VOG84] wird dieses Verhalten durch

Turbulenz erklärt, die bei einem kritischen Feld von 0,06 T einsetzt und durch erhöhte Viskosität für kleineres v_{iz} sorgt. Entsprechend wirkt ein steigender Entladungsstrom als Dämpfung der Turbulenz [VOG84], so daß dann die Axialgeschwindigkeiten anwachsen können.

Aus der Energiebilanz läßt sich mit steigendem Druck eine Abnahme von T_e ablesen, weil durch häufigere Elektron-Ion-Stöße mehr Energie an die Ionen übertragen wird. Ein Ansteigen des Magnetfeldes bewirkt in der Energiebilanz der Ladungsträger eine Zunahme der aufgenommenen Energie und damit wachsende Teilchentemperaturen. Bei erhöhtem Entladungsstrom wird die zusätzlich eingekoppelte Energie von den Elektronen durch steigende Wärmeflüsse, sowohl konvektiv als auch wärmeleitend, an die Ionen weitergegeben, so daß beide Teilchensorten heißer werden.

5.3.3. *Axiales Verhalten der Teilchengeschwindigkeiten*

Das axiale Verhalten der Teilchengeschwindigkeiten bei Standardbedingungen in einem Abstand $r = 10$ mm von der Bogenachse zeigt Abb. 5.4.

Charakteristisch für den Kathodenbereich sind die hohen Geschwindigkeiten der Elektronen und Ionen von 9 km/s und 2 km/s ; die Ionen haben damit Schallgeschwindigkeit erreicht. Beide Ladungsträger diffundieren in diesem Bereich radial nach außen mit typischen Geschwindigkeiten von 20 m/s, wobei sie mit 2 km/s bzw. 100 m/s rotieren. Mit zunehmendem Abstand von der Hohlkathode werden die Bewegungen in der Bogensäule gedämpft.

Erst in der Nähe der Anode ändert sich dieses Bild : Hier werden die Ladungsträger parallel zum Magnetfeld stark zur Anode hin beschleunigt; die Ionen erreichen entsprechend dem Bohm-Kriterium (1949) die Geschwindigkeit $\sqrt{k_B T_e / m_i}$ ionenakustischer Wellen. Auf der Anodenoberfläche rekombinieren die Ionen zu 95 % ; sie kehren als kalte Neutralteilchen ins Plasma zurück, wie experimentell durch Resonanzstreuung an LINEX bestätigt ist. Gelangen Elektronen zur Anode, werden sie

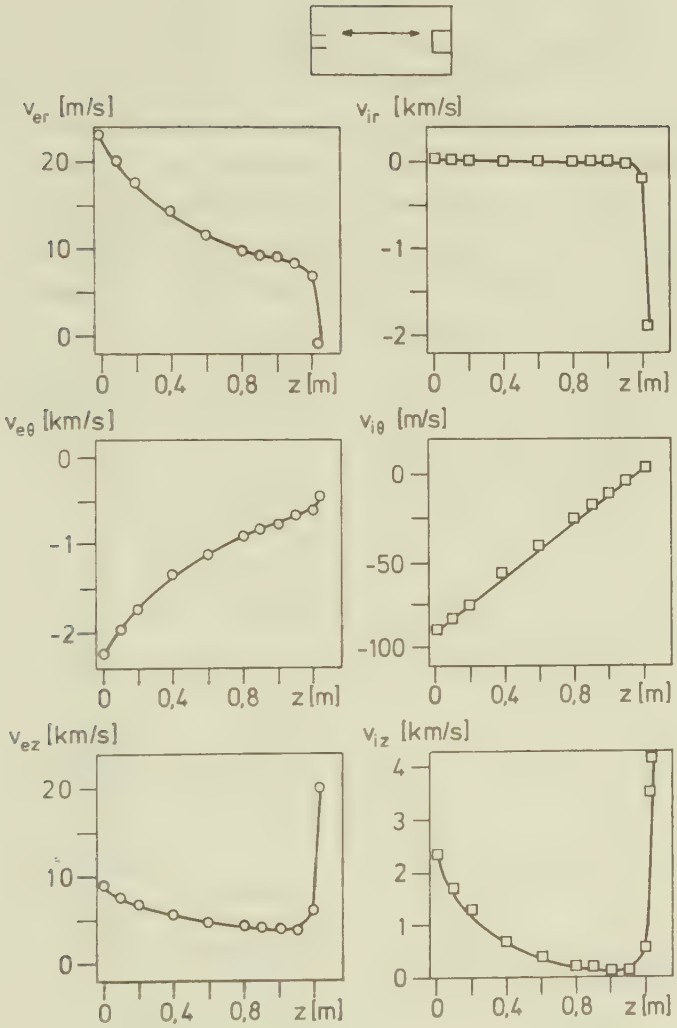

Abb. 5.4 : Axiales Verhalten der Geschwindigkeiten bei r = 10 mm

absorbiert und stellen so den Stromtransport sicher. Verfehlen die Elektronen jedoch die Anode, weil ihre ungerichtete thermische Geschwindigkeit die gerichtete axiale Drift weit übersteigt, dann sind sie für das Plasma verloren. Dadurch bildet sich eine Abschälschicht im Anodenraum, die für die charakteristische scharfe Begrenzung des Bogens auf den Anodendurchmesser sorgt. Aus dieser Schicht strömen die Ionen mit ionenakustischer Geschwindigkeit radial nach innen; mit Resonanzstreuung an LINEX [CHA84] wurden vor der Anode einige km/s für v_{ir} gemessen. Dieses Phänomen findet in Tokamakentladungen sein Analogon in der Bewegung von Ladungsträgern in der Nähe eines Limiters, d.h. einer das Plasma begrenzenden Wand [MIO82].

Zusammenfassend sind in Abb. 5.5 die radialen Profile der Strömungsgeschwindigkeiten für Elektronen und Ionen im gesamten Bereich zwischen Hohlkathode und Anode dargestellt.

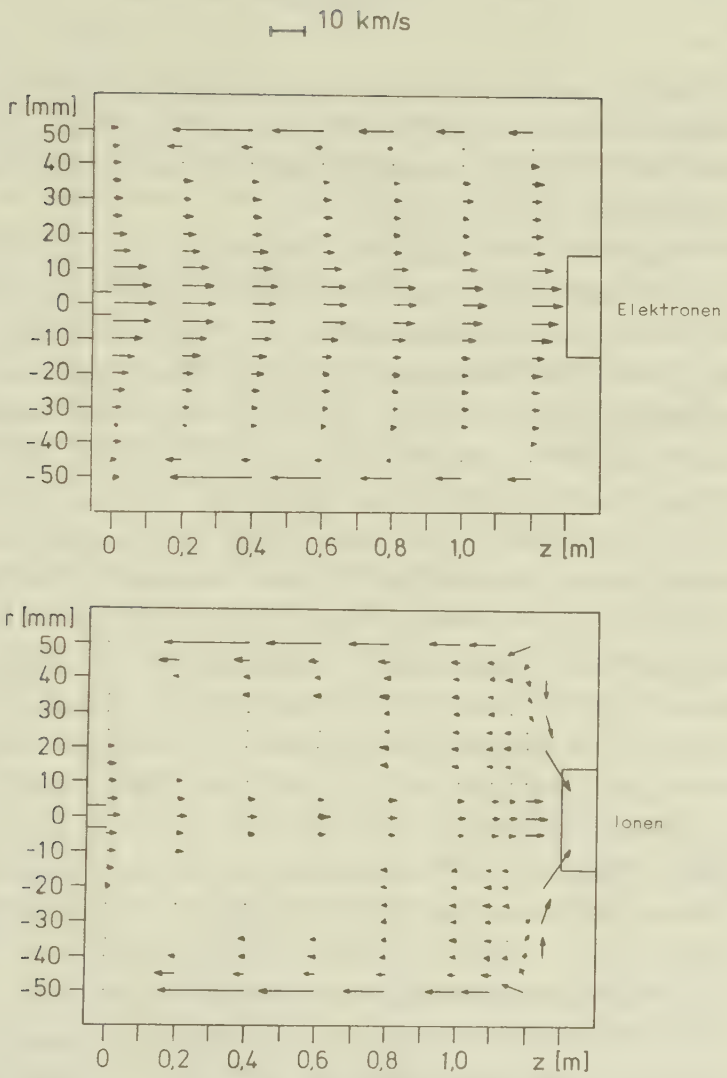

Abb. 5.5 : Strömungsprofile der Elektronen und Ionen zwischen Hohlkathode (z = 0) und Anode (z = 1,30 m)

6. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird eine Diagnostik der Teilchendynamik des magnetfeldstabilisierten, stationären Niederdruck-Lichtbogenplasmas LINEX entwickelt, die auf Thomson-Streuung und Doppler-Spektroskopie sowie einem Zweikomponentenmodell der Entladung basiert.

Die Thomson-Streulichtmessungen werden mit einem gepulsten, repetierenden, frequenzverdoppelten Nd-YAG-Laser hoher Leistung durchgeführt, um die Dichte und die Temperatur der Elektronen empfindlich und lokal aufgelöst zu bestimmen. Zur Analyse des Streuspektrums wird ein nichtlineares, dreiparametriges Auswertungsverfahren entwickelt, das neben den gesuchten Elektronendaten simultan den Anteil des Falschlichtes während jeder Plasmamessung ermittelt. Charakteristische Werte für die Elektronendichte sind $2 \cdot 10^{18}$ m^{-3} bis $8 \cdot 10^{19}$ m^{-3} und für die Elektronentemperatur 5000 K bis 25000 K ; die kleinste nachweisbare Zahl von Streuzentren beträgt 10^9 bis 10^{10} Elektronen bei einem mittleren Fehler von nur 10 bis 15 %. Die radiale Elektronenverteilung ist in der axialen Mitte der Entladung gaußförmig; dagegen zeigt sich vor der Anode ein Hohlprofil der Elektronendichte, das als Sondeneffekt im Magnetfeld erklärt wird. Die Entladungsparameter (Druck, Magnetfeld und Strom) beeinflussen die Elektronendaten unterschiedlich : Durch eine Erhöhung des axialen Magnetfeldes oder des Entladungsstromes steigen die Dichte und die Temperatur der Elektronen an; dagegen fällt mit zunehmendem Fülldruck die Elektronentemperatur ab.

Aus der Doppler-Spektroskopie an den Linien λ_I = 560,7 nm der neutralen Argonatome und λ_{II} = 480,6 nm der einfach ionisierten Argonionen werden Temperaturen und Azimutalgeschwindigkeiten der schweren Plasmakomponenten in der axialen Mitte der Entladung ermittelt. Zur Auswertung der gemessenen radialen Spektralprofile wird eine verallgemeinerte Abel-Inversion entwickelt, die die Rotation des Plasmas berücksichtigt. Die umlaufenden Ionen werden durch die $\underline{E} \times \underline{B}$-Kraft angetrieben und erreichen eine maximale Rotationsgeschwindigkeit von

100 m/s ; im Kernbereich der Entladung gleicht diese Bewegung der Rotation eines starren Körpers. Die Azimutalgeschwindigkeit der Ionen steigt an, wenn das magnetische Feld erhöht oder der Fülldruck erniedrigt wird. - Für die Energie der Neutralteilchen ergeben die Messungen etwa 90 % der Ionenenergie, die ihrerseits etwa 50 % der Elektronenenergie beträgt; im Niederdruckplasma herrscht also kein vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht. Die radialen Temperaturprofile der schweren Teilchen sind, wegen des unterschiedlichen Einschlusses im Magnetfeld, wesentlich breiter als das radiale Temperaturprofil der Elektronen. Die Entladungsparameter beeinflussen die Ionen natürlich in gleicher Weise wie die Elektronen; dagegen ist ihr Einfluß auf die Neutralteilchen geringer.

Zum physikalischen Verständnis des rotierenden Niederdruck-Lichtbogenplasmas wird ein Zweikomponentenmodell für die fundamentalen Plasmagrößen aufgestellt. Im stationären Fall wird das System der zehn Bilanzgleichungen für Teilchenzahl, Impuls und Energie der Elektronen und Ionen mit den gemessenen Daten auf fünf gekoppelte partielle Differentialgleichungen reduziert und numerisch gelöst. Hieraus entsteht folgendes Strömungsbild der Ladungsträger : Im Kathodenbereich driften Elektronen und Ionen hauptsächlich in axialer Richtung mit 9 km/s bzw. 2 km/s , wobei die radial nach außen gerichtete Diffusion um mehr als zwei Größenordnungen kleiner ist; die Elektronen besitzen zusätzlich eine merkliche Rotationsgeschwindigkeit von 2 km/s. Mit zunehmendem Abstand von der Kathode verlieren die Ladungsträger in der Bogensäule an Geschwindigkeit. Erst im Anodenbereich werden sie noch einmal axial beschleunigt und erreichen die doppelte Geschwindigkeit wie im Kathodenraum. Außerdem erhalten die Ionen eine deutliche, radial nach innen gerichtete Geschwindigkeitskomponente von 2 km/s ; dieses theoretische Ergebnis ist durch Resonanzfluoreszenzexperimente an LINEX bestätigt worden. Die Rechnungen zeigen, daß die physikalischen Prozesse im Anodenraum durch die Plasma-Wand-Wechselwirkung beherrscht werden.

Insgesamt ergibt die hier entwickelte Diagnostik der Teilchendynamik ein fundiertes Modell des magnetfeldstabilisierten Niederdruck-Lichtbogenplasmas.

7. Anhang : Charakteristische Plasmadaten von LINEX

In Tabelle 7.1 sind neben den Formeln für wichtige Plasmakenngrößen deren typische Zahlenwerte in LINEX angegeben und miteinander verglichen. Alle Werte gelten für Standardbedingungen ($Q = 2{,}5\ 10^{-6}$ m^3 NTP/s; $p = 1{,}33$ Pa $= 10$ mTorr; $B = 0{,}074$ T; $I = 60$ A) und beziehen sich auf die Bogenachse in der axialen Mitte von LINEX.

Name	Formel	Zahlenwerte Elektronen (q=e)		Ionen (q=i)
Dichte	n_q	$5\ 10^{19}$ m^{-3}	=	$5\ 10^{19}$ m^{-3}
Temperatur	T_q	$2\ 10^{4}$ K	>	$7\ 10^{3}$ K
Therm. Geschw.	$v_{th,q} = \sqrt{2k_BT_q/m_q}$	$8\ 10^{5}$ m/s	>>	$2\ 10^{3}$ m/s
Plasmafrequenz	$\omega_{p,q} = \sqrt{n_q e_q^2/\varepsilon_o m_q}$	$4\ 10^{11}$ Hz	>>	$2\ 10^{9}$ Hz
Zyklotronfrequ.	$\omega_{c,q} = e_q B/m_q$	$1\ 10^{10}$ Hz	>>	$2\ 10^{5}$ Hz
e-e-Stoßfrequ.	$\nu_{ee} = \frac{8}{3}\sqrt{\frac{\pi}{m_e}}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o}\right)^2 \frac{n_e \ln\Lambda}{(k_BT_e)^{1,5}}$	$8\ 10^{8}$ Hz		
e-i-Stoßfrequ.	$\nu_{ei} = \frac{4}{3}\sqrt{\frac{2\pi}{m_e}}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o}\right)^2 \frac{n_i \ln\Lambda}{(k_BT_e)^{1,5}}$	$6\ 10^{8}$ Hz	=	$6\ 10^{8}$ Hz
i-i-Stoßfrequ.	$\nu_{ii} = \frac{4}{3}\sqrt{\frac{\pi}{m_i}}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o}\right)^2 \frac{n_i \ln\Lambda}{(k_BT_i)^{1,5}}$			$7\ 10^{6}$ Hz
i-n-Stoßfrequ.	$\nu_{in}[\mathrm{Hz}] = 1{,}5\ 10^{-17}\sqrt{T_i[\mathrm{K}]}\, n_n[\mathrm{m}^{-3}]$			$4\ 10^{3}$ Hz
Coulomb-Logar.	$\ln\Lambda = \ln(12\pi\sqrt{(\varepsilon_o k_B T_e/e^2)^3/n_e})$		8,5	
Hall-Parameter	$x_q = \omega_{c,q}/\nu_{qi}$	23	>>1>>	0,025
mittl. Abstand	$\bar{r}_q = n_q^{-1/3}$	$3\ 10^{-7}$ m	=	$3\ 10^{-7}$ m
Debye-Länge	$\lambda_{D,q} = \sqrt{\varepsilon_o k_B T_q/n_q e_q^2}$	$1\ 10^{-6}$ m	≈	$8\ 10^{-7}$ m
i-q-Stoßlänge	$\lambda_{iq} = v_{th,i}/\nu_{iq}$	$3\ 10^{-6}$ m	<<	$2\ 10^{-4}$ m
Zyklotronradius	$r_{c,q} = v_{th,q}/\omega_{c,q}$	$6\ 10^{-5}$ m	<<	$1\ 10^{-2}$ m
e-q-Stoßlänge	$\lambda_{eq} = v_{th,e}/\nu_{eq}$	$1\ 10^{-3}$ m	=	$1\ 10^{-3}$ m
n-i-Stoßlänge	$\lambda_{in} = v_{th,n}/\nu_{in}$			0,6 m

Tabelle 7.1 : Charakteristische Plasmadaten von LINEX

8. Literaturverzeichnis

[ALD70] Aldridge, R.V., and B.E.Keen: Rotationally convected drift wave instability in an inhomogeneous plasma column. Plasma Phys. 12 (1970) 1-16

[ALG81] Algeo, J.D., and M.B.Denton: On the use of the inverted Abel integral for evaluating spectroscopic sources. Appl. Spectrosc. 35 (1981) 35-42

[ALL63] Allen, C.W.: Astrophysical quantities. Athlon, London (1963)

[AUS80] Auschwitz, B., H.J.Eichler, and W.Wittwer: Extension of the operating period of an UV CuII laser by admixture of argon. Appl. Phys. Lett. 36 (1980) 804-805

[BAR74] Barad, M.S., and I.M.Cohen: Continuum theory of spherical electrostatic probes in a stationary, moderately ionized plasma. Phys. Fluids 17 (1974) 724-734

[BAU75] Baum, D., J.Hackmann, and J.Uhlenbusch: Interferometric measurement of particle densities in cascaded arc at atmospheric pressure. Plasma Phys. 17 (1975) 79-87

[BER74] Bergmann-Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik III. de Gruyter, Berlin (6. Aufl., 1974)

[BER76] Berne, B.J., and R.Pecora: Dynamic light scattering. Wiley, London (1976)

[BEZ40] Bezler, R.: Zeemaneffekte des ArII-Spektrums bei 55000 Gauß. Z. Phys. 116 (1940) 480-494

[BOE68] Boeschoten, F., and L.J.Demeter: Measurements of plasma rotation in a hollow cathode discharge. Plasma Phys. 10 (1968) 391-409

[BOE79] Boeschoten, F., R.Komen, and A.F.C.Sens: An investigation of the positive column of a hollow cathode arc in a magnetic field.Part I. Z. Naturforsch. 34a (1979) 1009-1021

[BOU71] Bousquet, P.: Spectroscopy and its instrumentation. Hilger, London (1971)

[BOY69] Boyd, T.J.M., and J.J.Sanderson: Plasma dynamics. Nelson, London (1969)

[BRA65] Braginskii, S.I.: Transport processes in a plasma. In: Leontovich, M.A. (Ed.): Review of Plasma Physics, Vol. 1. Consultants Bureau, New York (1965) 205-311

[BRE81] Breene, R.G.: Theories of spectral line shape. Wiley-Interscience, New York (1981)

[CAR80] Carretta, U., A.Jacchia, G.Lampis, A.Orefice, R.Pozzoli, and U.Tartari: On the analysis of the electron distribution function in a tokamak discharge by laser Thomson scattering. Nuovo Cim. 55B (1980) 229-250

[CHA84] Chall, P.: Untersuchung des Expansionsverhaltens laserverdampfter Kupferatome in das Plasma eines Niederdruckbogens mit Hilfe der Resonanzfluoreszenz. Diss., Univ. Düsseldorf (1984)

[CHE65] Chen, F.C.: Electric probes. In: Huddlestone, R.H., and S.L.Leonard (Ed.): Plasma diagnostic techniques. Academic Press, London (1965) 113-200

[DEL74] Delcroix, J.-L., and A.R.Trindade: Hollow cathode arcs. Adv. Electronics Electron Phys. 35 (1974) 87-190

[DEM77] Demtröder, W.: Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie. Springer, Berlin (1977)

[DES70] DeSilva, A.W., and G.C.Goldenbaum: Plasma diagnostics by light scattering. In: Griem, H.R., and R.H.Lovberg (Ed.): Methods of Experimental Physics 9A, Academic Press, London (1970) 61-113

[DES83] Desoppere, E., and G. van Oost: Thomson scattering system for the ERASMUS tokamak. Revue Phys. Appl. 18 (1983) 803-808

[DIM79] Dimock, D.: Thomson scattering. In: Sindoni, E., and C.Wharton (Ed.): Diagnostics for fusion experiments. Pergamon, Frankfurt/Main (1979) 271-301

[DIM80] Dimulescu, H.A., and E.Pfender: Analysis of the anode boundary layer of high intensity arcs. J. Appl. Phys. 51 (1980) 3149-3157

[DÖB78] Döbele, H.F., K.Hirsch, and M. von Hellermann: On scattering diagnostics with periodically pulsed lasers to follow the continuous evolution of time dependent plasma parameters. Plasma Phys. 20 (1978) 241-253

[DOV82] Dovichi, N.J., D.S.Moore, and R.A.Keller: Use of the optogalvanic effect and the uranium atlas for wavelength calibration of pulsed lasers. Appl. Opt. 21 (1982) 1468-1473

[DRO82] Drobyshev, A.I., E.V.Gorchakova, and Yu.I.Turkin: Light source with a cooled hollow cathode for excitation of spectra of monolithic dielectric samples. J. Appl. Spectrosc. 36 (1982) 623-626

[ECK76] Ecker, G.: The vacuum arc cathode, a phenomenon of many aspects. IEEE Trans. Plasma Sci. 4 (1976) 218-227

[EHR83] Ehrich, H., K.Karlau, and K.G.Müller: Initiation and operation of a plasma induced arc. Proc. 16th Int. Conf. Phenom. Ionized Gases, Düsseldorf (1983) 260-261

[EVA69] Evans, D.E., and J.Katzenstein: Laser light scattering in laboratory plasmas. Rep. Prog. Phys. 32 (1969) 207-221

[FLO81] Flohr, R., C.Gillet, J.Hackmann, G.Reinhold, G.Ritter, J.Uhlenbusch, and S. Zakaria: The tokamak experiment UNITOR - A device for plasma-wall interaction research. Physica 104C (1981) 423-433

[FÜN63] Fünfer, E., B.Kronast, and H.-J. Kunze: Experimental results on light scattering by a theta-pinch plasma using a ruby laser. Phys. Lett. 5 (1963) 125-127

[FUJ80] Fujii, K.-I., T.Oshima, M.Otaka, S.Nagashima, S.-I. Miyazawa, and T.Oikawa: A new design concept for hollow-cathode white light laser. IEEE J. Quantum Electron. 16 (1980) 590-592

[GER66] Gerry, E.T., and D.J.Rose: Plasma diagnostics by Thomson scattering of a laser beam. J. Appl. Phys. 37 (1966) 2715-2724

[GIE72] Gieres, G., H.Kempkens und J.Uhlenbusch: Streuung von Laserlicht am stationären Plasma eines Kaskadenbogens. Atomkernenergie 19 (1972) 205-210

[GIL81] Gillet, C., J.Hackmann, and J.Uhlenbusch: Coupled description of plasma transport and plasma-wall processes. Comput. Phys. Commun. 24 (1981) 301-309

[GOE82] Goebel, D.M., and A.T.Forrester: Plasma studies on a hollow cathode, magnetic multipole ion source for neutral beam injection. Rev. Sci. Instrum. 53 (1982) 810-815

[GOR64] Gorenflo, R.: Numerische Methoden zur Lösung einer Abelschen Integralgleichung. IPP-6-19 (Mai 1964)

[GRA68] Grassmann, P.H.: Der Druckaufbau in einem stationären, magnetfeldstabilisierten Heliumplasma hoher Dichte und Temperatur. Z. Naturforsch 23a (1968) 251-263

[GRD78] Grdlichko, D.P., and V.B.Sakharov: Probe and spectral measurements of the plasma parameters of an arc discharge with a hollow cathode. High Temp. 16 (1978) 597-601

[GRI74] Griem, H.R.: Spectral line broadening by plasmas. Academic Press, London (1974)

[GUS78] Gusev, V.K., V.S. Il'in, M.M.Larionov, A.D.Lebedev, L.S.Levin,Yu.K.Mikhailovskii, and G.T.Razdobarin: Laser measurements of the radial profiles of the electron temperature and density in the FT-1 tokamak. Sov. J. Plasma Phys. 4 (1978) 148-151

[HAC76] Hackmann, J., and J. Uhlenbusch: Calculation of the behaviour of neutral hydrogen in the wall region of high temperature plasmas including wall interaction. J. Nucl. Mater. 63 (1976) 163-166

[HAC78a] Hackmann, J., Y.C.Kim, E.K.Souw, and J.Uhlenbusch: Investigation of neutral particle behaviour between plasma and wall including wall interactions. Plasma Phys. 20 (1978) 309-322

[HAC78b] Hackmann, J, Y.C.Kim, and J.Uhlenbusch: Numerical investigation of the build-up phase of the neutral hydrogen layer near the wall during transient gas feed in tokamak discharges. J. Nucl. Mater. 76&77 (1978) 346-347

[HAN80] Hantzsche, E.: Unipolarbögen. Beitr. Plasmaphys. 20 (1980) 329-342

[HEA78] Heald, M.A., and C.B.Wharton: Plasma diagnostics with microwaves. Krieger, Huntington (1978)

[HER81] Hershcovitch, A., and K.Prelec: Hollow cathode discharge as a plasma source for H^- production. Rev. Sci. Instrum. 52 (1981) 1459-1462

[HIR81a] Hiraki, N., K.Nakamura, K.Toi, and S.Itoh: Ion temperature measurements of turbulently heated tokamak plasma by Doppler broadening of visible lines in TRIAM-1. Jap. J. Appl. Phys. 20 (1981) 183-187

[HIR81b] Hiraki, N., K.Nakamura, Y.Nakamura, and S.Itoh: Temporal evolutions of electron temperature and density of turbulently-heated tokamak plasmas in TRIAM-1. Jap. J. Appl. Phys. 20 (1981) 769-773

[HIR78] Hirsch, K., E.Holzhauer, R.Reischl, and H.F.Döbele: Plasma scattering experiments with a periodic Nd:YAG laser at 1,06 µm and a Si-avalanche detector. Phys. Lett. 66A (1978) 31-33

[HOL65] Holt, E.H., and R.E.Haskell: Foundations of plasma dynamics. Macmillan, New York (1965)

[IIJ81] Iijima, T., and Y.Sugawara: Simple method of gain measurement in hollow cathode 4924 Å He-Zn laser. Jap. J. Appl. Phys. 20 (1981) 1179-1180

[ISL83] Isler, R.C., and L.E.Murray: Plasma rotation measurements using spectral lines from charge-transfer reactions. Appl. Phys. Lett. 42 (1983) 355-357

[JAC75] Jackson, J.D.: Classical electrodynamics. Wiley, London (1975)

[JAI80] Jain, K.: Laser action in chromium vapor. Appl. Phys. Lett. 37 (1980) 362-364

[JAN79] Janssen, P.A.E.M., and F.Boeschoten: An investigation of the positive column of a hollow cathode arc in a magnetic field.Part II. Z. Naturforsch. 34a (1979) 1022-1028

[KAM67] van Kampen, N.G., and B.U.Felderhof: Theoretical methods in plasma physics. North-Holland, Amsterdam (1967)

[KAW79] Kawahata, K., M.Hamada, A.Yasuda, and K.Miyamoto: Electron temperature measurement in JIPP T-II-device. Jap. J. Appl. Phys. 18 (1979) 627-632

[KLÜ70] Klüber, O.: Zur Begrenzung der radialen Ausdehnung des Lichtbogenstromes durch ein axiales Magnetfeld I. Z. Naturforsch. 25a (1970) 1583-1600

[KLÜ72] Klüber, O.: Zur Begrenzung der radialen Ausdehnung des Lichtbogenstromes durch ein axiales Magnetfeld II. Z. Naturforsch. 27a (1972) 652-670

[KOC83] Koch, H.: CuII laser with a helical hollow cathode discharge. J. Phys. E16 (1983) 122-123

[KOC69] Kock, M., und J.Richter: Der Einfluß statistischer Meßfehler auf die Lösung einer Abelschen Integralgleichung. Ann. Phys. 24 (1969) 30-37

[KOE76] Koechner, W.: Solid-state laser engineering. Springer Series in Optical Sciences, Vol. 1. Springer, Berlin (1976)

[KOH75] Kohsiek, W.: Measurement of the electron temperature and density of a helium plasma produced by a hollow cathode arc discharge. Plasma Phys. 17 (1975) 1083-1089

[KOR81] Korobtsev, S.V., T.A.Kosinova, Ya.R.Rakhimbabaev, and V.D.Rusanov: Rotation of gases in a plasma centrifuge at relatively high pressure. Sov. Phys. Tech. Phys. 26 (1981) 390-391

[KUN65] Kunze, H.J.: Messung der lokalen Elektronentemperatur und Elektronendichte in einem Theta-Pinch mittels der Streuung eines Laserstrahls. Z. Naturforsch. 20a (1965) 801-813

[KUN68] Kunze, H.J.: The laser as a tool for plasma diagnostics. In: Lochte-Holtgreven, W. (Ed.): Plasma diagnostics. North-Holland, Amsterdam (1968) 550-616

[KUR82] Kureichik, K.P.: Stability of hollow cathode lamps operated in pulsed mode. J. Appl. Spectrosc. 36 (1982) 627-630

[LAA60] Laaspere, Th.: On the effect of a magnetic field on the spectrum of incoherent scattering. J. Geophys. Res. 65 (1960) 3955-3959

[LAC82] Lackner, K., K.Behringer, W.Engelhardt, and R.Wunderlich: An algorithm for the solution of impurity diffusion under finite reaction rates. Z. Naturforsch. 37a (1982) 931-938

[LAC84] Lackner, K., R.Chodura, M.Kaufmann, J.Neuhauser, K.G.Rauh, and W.Schneider: Control of particle and energgy transport across the boundary of a tokamak plasma. Plasma Phys. Controlled Fusion 26 (1984) 105-115

[LAI81] Laing, E.W.: Transport theory. In: Gill, R.D. (Ed.): Plasma physics and nuclear fusion research. Academic Press, London (1981) 155-190

[LAZ83] Lazarus, E.A.: A comment on the calculation of T_e from Thomson scattering data. Plasma Phys. 25 (1983) 1271-1273

[LEH71] Lehnert, B.: Rotating plasmas. Nucl. Fusion 11 (1971) 485-533

[LEV83] Levinton, F.M., and G.A.Navratil: Multipoint Thomson scattering. Rev. Sci. Instrum. 54 (1983) 35-40

[LID62] Lidsky, L.M., S.D.Rothleder, D.J.Rose, S.Yoshikawa, C.Michelson, and R.J.Mackin: Highly ionized hollow cathode discharge. J. Appl. Phys. 33 (1962) 2490-2497

[LIS59] Lissberger, P.H., and W.L.Wilcock: Properties of all-dielectric filters.II. J. Opt. Soc. Amer. 49 (1959) 126-130

[LOC68] Lochte-Holtgreven, W.: Evaluation of plasma parameters. In: Lochte-Holtgreven, W. (Ed.): Plasma diagnostics. North-Holland, Amsterdam (1968) 135-213

[LUC58] Luce, J.S.: Intense gaseous discharges. Proc. 2nd U.N. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy 31 (1958) 305-314

[MAG81] Magyar, G.: Plasma diagnostics using laser. In: Gill, R.D. (Ed.): Plasma physics and nuclear fusion research. Academic Press, London (1981) 535-550

[MAH64] Mahn, C., H.Ringler, R.Wienecke, S.Witkowski und G.Zankel: Experimente zur Erhöhung der Lichtbogentemperatur durch Reduktion der Wärmeleitfähigkeit in einem Magnetfeld. Z. Naturforsch. 19a (1964) 1202-1207

[MAU83] Maurmann, S., and H.J.Kunze: Analysis of laser light scattered by cold, dense hydrogen plasmas produced in a z-pinch. Phys. Fluids 26 (1983) 1630-1633

[MCC77] McClure, J.J., and N.Nathrath: The plasma centrifuge. I: Uranium partial pressure distributions. Proc. 13th Int. Conf. Phenom. Ionized Gases, Ostberlin (1977) 693-694

[MCC79] McCracken, G.M., and P.E.Stott: Plasma-surface interactions in tokamaks. Nucl. Fusion 19 (1979) 889-981

[MCW65] McWhirter, R.W.: Spectral intensities. In: Huddlestone, R.H., and S.L.Leonard (Ed.): Plasma diagnostic techniques. Academic Press, London (1965) 201-264

[MCW81] McWhirter, R.W.: Plasma radiation. In: Gill, R.D. (Ed.): Plasma physics and nuclear fusion research. Academic Press, London (1981) 235-276

[MIO82] Mioduszewski, P.: Experimental studies on pump limiters. J. Nucl. Mater. 111&112 (1982) 253-267

[MIT73] Mitchner, M., and C.H.Kruger: Partially ionized gases. Wiley-Interscience, New York (1973)

[MÜC77] Mück, G., and M.Simon: The plasma centrifuge. II: Measurements on rotating rare gas arcs. Proc. 13th Int. Conf Phenom. Ionized Gases, Ostberlin (1977) 695-696

[NAG82] Nagayama, Y., K.Sakuma, and H.Toyama: Thomson scattering measurements in non-circular tokamak TNT-A. Jap. J. Appl. Phys. 21 (1982) 1056-1061

[NAT77] Nathrath, N.: The plasma centrifuge. III: Measurements on rotating uranium plasmas. Proc. 13th Int. Conf. Phenom. Ionized Gases, Ostberlin (1977) 697-698

[NED80] Nedospasov, A.V., and V.G.Petrov: Unipolar arcs as impurity source in tokamaks. J. Nucl. Mater. 93&94 (1980) 775-779

[NEU84] Neuhauser, J., W.Schneider, R.Wunderlich, and K.Lackner: Modelling of impurity flow in the tokamak scrape-off layer. Nucl. Fusion 24 (1984) 39-47

[NIY73] Niyogi, K.K., and I.M.Cohen: Continuum electrostatic probe theory with magnetic field. Phys. Fluids 16 (1973) 69-74

[NOV79] Novak, J.P.: Radial characteristics of nonequilibrium discharges. J. Appl. Phys. 50 (1979) 4671-4677

[ODA82] Oda, T., T.Ohgo, Y.Ito, and K.Kawasaki: Measurement of time- and space-resolved ion temperature in a theta-pinch plasma. J. Phys. Soc. Jap. 51 (1982) 3689-3695

[PHI78] Philipps, P.E., and P.Nielsen: Thomson scattering at 10° on the Texas Turbulent Torus. Plasma Phys. 20 (1978) 1265-1277

[PIA83] Pianarosa, P., P.Bouchard, J.P.Saint-Dizier, and J.M.Gagné: Density of uranium ions in the $4I^{o}_{9/2}$ ground state in a hollow cathode type discharge. Appl. Opt. 22 (1983) 1568-1572

[POT78] Pots, B.F.M., B. van der Sijde, and D.C.Schram: A collisional radiative model for the argon ion (laser) system with an experimental test. Physica 94C (1978) 369-393

[POT79] Pots, B.F.M.: Turbulence and transport in a magnetized argon plasma. Diss., TH Eindhoven (1979)

[POT81] Pots, B.F.M., P. van Hooff, D.C.Schram, and B. van der Sijde: An experimental study of the ion energy balance of a magnetized plasma. Plasma Phys. 23 (1981) 67-79

[PRO82] Prost, M.M.: Critical mathematical considerations involving the Abel integral equation for converting side-on experimental data in plasma spectroscopy. I. A study of basic analytical solutions. Spectrochim. Acta 37B (1982) 541-570

[RAM67] Ramsden, S.A., P.K.John, B.Kronast, and R.Benesch: Evidence for a thermonuclear reaction in a theta-pinch plasma from the scattering of a ruby laser beam. Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 688-689

[RIC68] Richter, J.: Radiation of hot gases. In: Lochte-Holtgreven, W. (Ed.): Plasma diagnostics. North-Holland, Amsterdam (1968) 1-65

[ROC82] Rocca, J.J., J.Meyer, and G.J.Collins: Hollow cathode electron gun for the excitation of cw lasers. Phys. Lett. 87A (1982) 237-239

[RÖH68] Röhr, H., and G.Decker: Measurement of the ion temperature in the ISAR III theta pinch by laser forward scattering. Z. Phys. 214 (1968) 157-167

[RÖH82] Röhr, H., K.-H. Steuer, G.Schramm,K.Hirsch, and H.Salzmann: First high-repetition-rate Thomson scattering for fusion plasmas. Nucl. Fusion 22 (1982) 1099-1102

[ROZ80] Rozsa, K.: Hollow cathode discharges for gas lasers. Z. Naturforsch. 35a (1980) 649-664

[RUD82] Rudnevskii, N.K., D.E.Maksimov, A.N.Tumanova, and T.M.Shabanova: Spectrographic analysis of semiconductor silicon and germanium with a hollow-cathode discharge. J. Appl. Spectrosc. 37 (1982) 1219-1222

[SAL60] Salpeter, E.E.: Electron density fluctuations in a plasma. Phys. Rev. 120 (1960) 1528-1535

[SAN84] Sanders, N.A., and E.Pfender: Measurement of anode falls and anode heat transfer in atmospheric pressure high intensity arcs. J. Appl. Phys. 55 (1984) 714-722

[SAS83] Sasaki, W., H.Ueda, and T.Ohta: Spectral quality of the He-Zn II and He-Cd II hollow cathode metal vapour lasers in the magnetic field. IEEE J. Quantum Electron. 19 (1983) 1259-1269

[SCH83] Schram, D.C., I.J.A.M. van der Mullen, B.F.M.Pots, and C.J.Timmermans: On the pressure balance and plasma transport in cylindrical magnetized arcs. Z. Naturforsch. 38a (1983) 289-303

[SCH70] Schwenn, R.: Messungen der radialen Verteilung der elektrischen Feldstärke im Wasserstoff-Lichtbogen mit axialem Magnetfeld. Z. Naturforsch. 25a (1970) 1310-1316

[SEN81] Senofonte, O., S.Caroli, and A.Alimonti: A modified version of the Grimms glow discharge lamp for use as a demountable hollow cathode emission source. Pt. 4: Further data on the behaviour of blackening curves for copper. Spectrosc. Lett. 14 (1981) 195-206

[SHE75] Sheffield, J.: Plasma scattering of electromagnetic radiation. Academic Press, London (1975)

[SIE82] Siegrist, M.R., M.A.Dupertuis, R.Behn, and P.D.Morgan: Simulation of a magnetic field and ion temperature measurement in a tokamak by Thomson scattering. Plasma Phys. 24 (1982) 1449-1463

[SIJ71] van der Sijde, B., and P.A.W.Tielemans: Temperatures and rotation of ions and neutral atoms in an argon arc discharge. Proc. 10th Int. Conf. Phenom. Ionized Gases, Oxford (1971) 192

[SIJ72a] van der Sijde, B.: Configuration temperatures in a hollow cathode argon arc and transition probabilities of the argon II spectrum. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 12 (1972) 703-729

[SIJ72b] van der Sijde, B.: Temperature and density profiles of electrons in a hollow cathode argon arc discharge. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 12 (1972) 1497-1516

[SIJ73] van der Sijde, B., and P.A.W.Tielemans: Temperatures in a hollow cathode argon arc discharge with pressure variation. Proc. 11th Int. Conf. Phenom. Ionized Gases, Prag (1973) 127

[SIJ82] van der Sijde, B., S.Adema, J. de Haas, C.J.M.Denissen, and M.J.F. van der Sande: Thomson scattering applied to a noisy radiative plasma. Beitr. Plasmaphys. 22 (1982) 357-368

[SOU82] Souw, E.K., J.Hackmann, and J.Uhlenbusch: Spectroscopic measurements of the velocity distribution of neutral particles in a plasma in front of a wall. J. Plasma Phys. 27 (1982) 277-293

[STO78] Stoer, J., und R.Bulirsch: Einführung in die numerische Mathematik II. Springer, Berlin (2. Aufl., 1978)

[SUD83] Sudo, S., K.Kondo, T.Mutoh, H.Zushi, A.Iiyoshi, K.Uo, and I.Komatsu: Laser system for two pulse and multiple position Thomson scattering. Rev. Sci. Instrum. 54 (1983) 114-115

[SWI70] Swift, J.D., and M.J.R.Schwar: Electrical probes for plasma diagnostics. Iliffe, London (1970)

[TAN80] Tanaka, S., H.Morita, and J.Sakuraba: Use of a hollow cathode in a duoPIGatron hydrogen ion source. Jap. J. Appl. Phys. 19 (1980) 1703-1710

[TAN83] Tanaka, S., M.Akiba, H.Horiike, Y.Okumura, and Y.Ohara: Effect of magnetic field on the characteristics of a hollow cathode ion source. Rev. Sci. Instrum. 54 (1983) 1104-1112

[THE77] Theuws, P.G.A., H.C.W.Beijerinck, D.C.Schram, and N.F.Verster: Molecular-beam sampling of a hollow cathode discharge in argon as a plasma diagnostic and a source for fast neutrals. J. Appl. Phys. 48 (1977) 2261-2269

[THE82] Theuws, P.G.A., H.C.W.Beijerinck, N.F.Verster, and D.C.Schram: A hollow cathode arc as a high intensity beam source for ground state and metastable noble gas atoms in the eV translational energy range. J. Phys. E15 (1982) 573-579

[TIM81] Timmermans, C.J., A.Lunk, and D.C.Schram: The rotation of ions and neutrals in a cylindrical magnetized hollow cathode argon arc. Beitr. Plasmaphys. 21 (1981) 117-126

[TRA68] Traving, G.: Interpretation of line broadening and line shift. In: Lochte-Holtgreven, W. (Ed.): Plasma diagnostics. North-Holland, Amsterdam (1968) 66-134

[UHL71] Uhlenbusch, J.F., and E.Fischer: Influence of diffusion and nonequilibrium populations on noble-gas plasmas in electric arcs. Proc. IEEE 59 (1971) 578-587

[UHL74] Uhlenbusch, J.: Non-equilibrium effects in arc discharges. In: McGowan, J.Wm., and P.K.John (Ed.): Gaseous electronics. North-Holland, Amsterdam (1974) 101-132

[UHL76] Uhlenbusch, J.: Miscellaneous arc devices. Physica 82C (1976) 61-85

[UNS68] Unsöld, A.: Physik der Sternatmosphären. Springer, Berlin (2.Aufl., 1968)

[VOG84] Vogels, J.M.M.J.: Transport and turbulence in a magnetized argon plasma. Diss., TH Eindhoven (1984)

[VOR82] Voronov, G.S., and N.F.Larionova: Spatially resolved spectral measurements in the L-2 stellarator. Sov. J. Plasma Phys. 8 (1982) 662-666

[VRI80] Vriens, L., and A.H.M.Smeets: Cross-section and rate formulas for electron-impact ionization, excitation, deexcitation, and total depopulation of excited atoms. Phys. Rev. A22 (1980) 940-951

[WIE63] Wienecke, R.: Druckerhöhung in der zylindersymmetrischen Lichtbogensäule bei überlagertem axialen Magnetfeld. Z. Naturforsch. 18a (1963) 1151-1156

[WIE65] Wiese, W.L.: Line broadening. In: Huddlestone, R.H., and S.L.Leonard (Ed.): Plasma diagnostic techniques. Academic Press, London (1965) 265-318

[WIE69] Wiese, W.L., M.W.Smith, and B.M.Miles: Atomic transition probabilities. National Stand. Ref. Data Ser. 22. Nat. Bureau Stand., Washington (Oct. 1969)

[WIL83] Willetts, D.V., and M.R.Harris: A novel laser heterodyne technique for the measurement of electron density in gas discharges: Application to a TEA CO_2 laser plasma. IEEE Trans. Plasma Sci. 11 (1983) 68-71

[YAM82] Yamauchi, T., K.Sano, H.Kawashima, K.Kumagai, and T.Matoba: Thomson scattering apparatus for simultaneous six-position measurements in the JFT-2 tokamak. Jap. J. Appl. Phys. 21 (1982) 347-351

[ZIL77] Zil'bershtein, Kh.I.: Spectrochemical analysis of pure substances. Hilger, London (1977)

An erster Stelle danke ich Herrn Professor Dr. J. Uhlenbusch für die Anregung zu dieser Arbeit , seine Unterstützung bei ihrer Ausführung und die freundliche Durchsicht des Manuskripts.

Sodann gilt mein Dank der LINEX-Gruppe für die gute Zusammenarbeit und Herrn Professor Dr. D.C. Schram mit seiner Arbeitsgruppe in Eindhoven für anregende Diskussionen.

Schließlich danke ich der Studienstiftung des deutschen Volkes für die individuelle Förderung dieses Promotionsvorhabens.

Lebenslauf

27.2.1957	geboren als erste der beiden Töchter des Professors Dr. Rüdiger Bessenrodt und seiner Frau Dr. Hannelore Bessenrodt, geb. Steinbrink, in Ahlten/Hannover
1963 - 1966	Besuch der Volksschule in Ahlten/Hannover und der Adolf-Reichwein-Schule in Langenhagen/Hannover
1966 - 1974	Besuch des Immanuel-Kant-Gymnasiums in Langenhagen/Hannover und der Viktoriaschule in Aachen
Juni 1974	Abitur an der Viktoriaschule in Aachen
WS 1974/75	Beginn des Studiums an der Universität Düsseldorf mit den Fächern Physik und Mathematik sowie Philosophie und Pädagogik
1975	Aufnahme in die Studienstiftung des deutschen Volkes
April 1977	Vordiplom in Physik
Juni 1980	Diplom in Physik
Mai 1981	Erste Philologische Staatsprüfung für das Lehramt an Gymnasien in den Fächern Physik und Mathematik sowie Philosophie und Pädagogik
1981 - 1983	Promotionsstipendiatin der Studienstiftung des deutschen Volkes
Seit 1980	Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Physikalischen Institut II der Universität Düsseldorf bei Herrn Prof. Dr. J. Uhlenbusch

Seit 1980 bin ich mit Dr. Helmut Weberpals verheiratet.

FOTODRUCK J. MAINZ GmbH
Neupforte 13, Nähe Markt, D-5100 Aachen
Telefon: (0241) 27305 und (0241) 38606